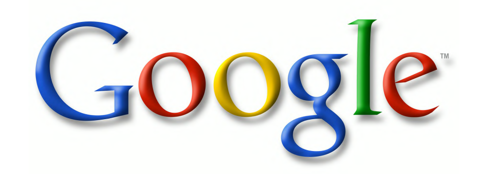
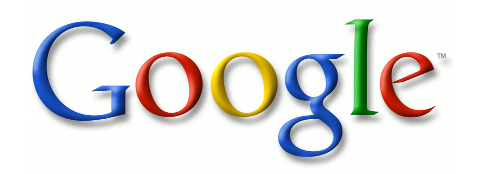
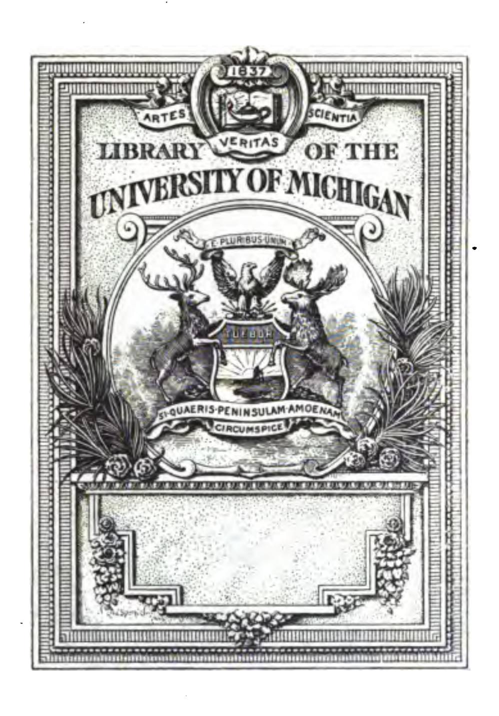
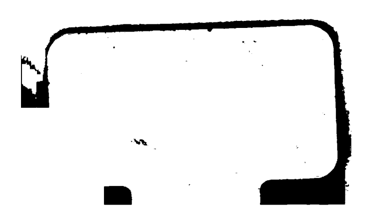



Google


1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
E PLURIBUS UNUM
TUEBOR
SI QUAERIS PENINSULAM AMOENAM
CIRCUMSPICE



INHALT.

Jahrgang 1809, Band 3.

Erstes Stück.

Zweites Stück.

Drittes Stück.

Viertes Stück.

ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, NEUNTES STÜCK.

I.

THEORIE DER KRAFT, *welche in den Haarröhren und bei ähnlichen Erscheinungen wirkt;*

von

P. S. La Place,

Kanzler des Senats,

Gross-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Instit.

Frei übersetzt, mit einigen Anmerkungen, von

Brandes und Gilbert.

Herr La Place hat seine Theorie der haarröhrenartigen Erscheinungen als ein Supplement zu dem zehnten Buche seiner *Mechanik des Himmels*, (welches Buch den vierten Band des berühmten Werkes beschliesst,) später als diesen Band selbst bekannt gemacht. Zuerst erschien einzeln und mit einem besondern Titelblatt versehen: *Théorie de l'action capillaire*, *par Mr. La Place*, *Paris*, 23. *Avril* 1806, 62 *S.* 4. 1 Kpftfl.; und das Jahr darauf: *Supplément à la Théorie de l'action capillaire*, *par Mr. La Place*, *Paris* 1807, 78 *S.* 4. Hr. Freiherr von Humboldt, der

---

ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, NEUNTES STÜCK.

I.

THEORIE DER KRAFT, *welche in den Haarröhren und bei ähnlichen Erscheinungen wirkt;*

von

P. S. La Place,

Kanzler des Senats,

Gross-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Instit.

Frei übersetzt, mit einigen Anmerkungen,

von

Brandes und Gilbert.

Herr La Place hat seine Theorie der haarröhrenartigen Erscheinungen als ein Supplement zu dem zehnten Buche seiner *Mechanik des Himmels*, (welches Buch den vierten Band des berühmten Werkes beschliesst,) später als diesen Band selbst bekannt gemacht. Zuerst erschien einzeln und mit einem besondern Titelblatt versehen: *Théorie de l'action capillaire, par Mr. La Place, Paris, 23. Avril* 1806, 62 *S.* 4. 1 Kpftfl.; und das Jahr darauf: *Supplément à la Théorie de l'action capillaire, par Mr. La Place, Paris* 1807, 78 *S.* 4. Hr. Freiherr von Humboldt, der

find die Unterfuchungen des Herrn La Place über die Kraft, welche in den haarröhren-artigen Erscheinungen wirkt, von so hoher Wichtigkeit für die Physik und selbst für die Chemie, dass in Zukunft schwerlich ein Naturforscher die Resultate derselben wird übergehen und nicht wissen dürfeu, und dass es eifrigen Freunden der Naturkunde nicht an Veranlassung fehlen wird, sich eine umständliche Einsicht in den Gang zu wünschen, den Herr La Place genommen hat, um zu solchen Folgerungen zu gelangen. Nach meiner Ueberzeugung reicht dazu ein Ueberschauen der mathematischen Entwickelung im Allgemeinen aus, wobei man diese nicht gerade ganz zu ergründen braucht, sondern manches in ihr als historisches Datum annehmen kann. Ich halte daher eine lichtvolle Darstellung dieser Theorie, *in ihrem ganzen Detail*, nicht für fremdartig für ein Werk, das zwar nach seiner Bestimmung in die Hand von Lesern kommt, von denen der kleinste Theil dem tieffinnigen Mathematiker in seiner Analyse mit deutlicher Einsicht wird folgen können, von denen ich aber annehmen darf, dass sie jeden neuen Aufschluss über die Geheimnisse der Natur mit regem Geiste ergreifen, und also die Mühe nicht scheuen werden, aus dem Ganzen, welches sie hier finden, so viel für sich heraus zu lesen, als ihnen nützt und frommt. Endlich dünkt es mir keine unbillige Anforderung zu seyn, welche die unter uns noch immer zahlreichen Kenner und Freunde des mathematischen Studiums an diese Annalen machen, dass auch ihr Interesse so viel als möglich in diesen Jahrbüchern wahrgenommen werde, und dass die Annalen die eingreifendsten Forschungen aus der mathematischen Physik nicht übergehen, durch welche die Wissenschaft, wenn auch nicht auf eine so glänzende, doch auf eine sicherere und bleibendere Art erweitert wird, als es

auf den leichter zu durchlaufenden Wegen geschieht, die jetzt, wie immer, die betreteneren sind. Alle diese Gründe haben mich über die Bedenklichkeiten beruhigt, welche die vielen Formeln in mir erregen mussten, und der Gedanke an den Eindruck, den sie auf das grössere Publikum machen möchten, in dessen Hände die Annalen als Zeitschrift kommen; und ich wage es getrost, die Theorieen des Herrn La Place über die haarröhren-artigen Wirkungen in der Natur meinen Lesern in einer Bearbeitung vorzulegen, welche auch von der mathematischen Seite vollständig ist. Mögen sie sich durch die gehäuften Integrations- und Functionszeichen und durch die vielen Formeln nicht abhalten lassen, aus dieser Untersuchung (auch wenn das Mathematische ihnen unverständlich wäre) das heraus zu suchen, was für sie ist.

Hr. Dr. Brandes entschloss sich auf mein Ersuchen, das, was er mir zugeschickt hatte, nochmahls umzuarbeiten, um die *Theorie* und das *Supplement* völlig in einander zu verschmelzen, und das Ganze, so weit es den Naturforscher interessirt, vollständig darzustellen; und ich darf hinzu setzen, dass die Untersuchung hier lichtvoller und leichter zu überschauen, als in dem Originale selbst erscheint. Das, was ich schon bearbeitet hatte, überging er, daher ich die zur Einleitung dienenden Betrachtungen über die haarröhren-artigen Wirkungen im Allgemeinen, und den Abschnitt, der die prüfenden Versuche enthält, nach meiner freien nochmahls revidirten Uebersetzung hier seiner Arbeit beigefügt habe. In der Einleitung habe ich vieles aus dem eingeschaltet, was Herr La Place im *Journal de Phys.* von seiner Theorie sagt; in der Darstellung der prüfenden Versuche konnte ich manches abkürzen.

Herr Brandes legt in dem Vorberichte, der auf den gegenwärtigen folgt, selbst Rechenschaft von der

Art ab, wie er das Original in seiner Uebersetzung wieder gegeben hat. Aus der Skizze, die er von der Arbeit der Herrn La Place entwirft, wird der Leser ersehen, dass das Ganze aus vier Haupttheilen besteht, die gewisser Massen (in so fern man von einigen Grundformeln absieht) von einander unabhängig sind. Ich habe diese vier Haupttheile in die vier Stücke der Annalen, welche den 33. Band (oder den 3. Band der Neuen Folge) ausmachen werden, so vertheilt, dass jedes Stück einen dieser Haupttheile vollständig enthalten wird. Was Herr La Place von seinen spätern Untersuchungen dem National-Institute mitgetheilt hat, werde ich bei den übrigen Haupttheilen auf eine ähnliche Art benutzen, als es hier bei dem ersten Haupttheile mit dem frühern Berichte geschehen ist, und als Einleitung werde ich diesen Haupttheilen die populäre Darstellung vorsetzen, welche Herr Biot von den neuern Untersuchungen des Herrn La Place für das grössere Publikum entworfen hat. Ich habe sie (in dieser Absicht) bis jetzt für die Annalen noch nicht benutzt, und sie verhält sich zu jenen Haupttheilen fast eben so, als die Einleitung, welche Herr La Place der *Theorie* vorgesetzt hat, zu seiner frühern Theorie, die den ersten Haupttheil ausmacht. Der Leser wird auf diese Art, in einem einzigen Bande meiner Annalen der Physik, das Ganze unserer freien Uebersetzung dieser sehr wichtigen Untersuchungen des Hrn. La Place beisammen erhalten; ein Grund, warum ich von meinem anfänglichen Vorsatze, davon einige Exemplare als ein eigenes Werk abdrucken zu lassen, in so weit abgegangen bin, dass von solchen Exemplaren nicht mehr vorhanden seyn werden, als ich zu Geschenken für Freunde bestimme.

Gilbert.

Vorerinnerungen von **Brandes.**

Obgleich man schon lange das Aufsteigen flüssiger Körper in Haarröhrchen, die an beiden Enden offen und in ein unbegrenztes Fluidum eingetaucht sind, als einen Beweis betrachtet hatte, daſs die Röhre anziehend auf das Fluidum wirke: so war es doch niemanden gelungen, die Gesetze dieser Attraction zu bestimmen, und daraus Regeln für diese Erscheinungen herzuleiten. Herrn La Place gelang dieses, und zwar ohne daſs es einer andern Hypothese bedurfte, als der *schon durch* Beobachtungen sehr wahrscheinlich gemachten, daſs diese Attraction mit zunehmender Entfernung sehr schnell abnehme, und schon bei den kleinsten für unsere Sinne merklichen Abständen unbemerkbar klein werde.

Wenn man das Wasser in einer gut befeuchteten engen Glasröhre, die in ein weiteres Gefäſs eingetaucht ist, beobachtet, so findet man die Oberfläche in der Röhre nicht nur über die Oberfläche im Gefäſse erhoben, *sondern* jene Oberfläche ist auch concav gekrümmt, und wenn die Röhre cylindrisch ist, so liegt der niedrigste Punkt der Oberfläche in der Achse der Röhre. Legt man durch diesen niedrigsten Punkt der Oberfläche eine horizontale Ebene, so schneidet sie einen Meniscus der flüssigen Masse ab; und die Wirkung dieses Meniscus, oder eigentlich seines äuſserst nahe um die Achse liegenden Theiles, ist es, welche den Wasserfaden, der sich in der Achse der Röhre oberhalb des Niveau's der umgebenden Flüssigkeit befindet, im Gleichgewichte hält; den Meniscus selbst aber muſs man als durch die Röhrenwand gehalten ansehen. Die Untersuchung

fängt daher mit der Wirkung des Meniscus auf die in der Achse der Röhre befindlichen Wassertheilchen an; es ergeben sich dann Mittel, um die Gestalt der concaven Oberfläche, und endlich, um die Höhe zu finden, zu welcher das Flüssige sich in der Röhre erhebt. Diese Untersuchungen (in meiner Bearbeitung §. 1. bis 7.) machen die Grundlage der Theorie aus, und §. 8. bis 11. sind weiteren Anwendungen auf einzelne Fälle gewidmet; §. 12. beschäftigt sich dann, da bisher alles auf jenen Meniscus zurück geführt war, mit denjenigen Kräften, welche diesen Meniscus selbst erhalten und bilden.

So sehr genügend diese Theorie in aller Hinsicht war, so hielt es doch der scharfsinnige Verfasser der Mühe werth, die Untersuchung noch einmahl auf einem ganz andern Wege anzufangen. Diese neue Untersuchung macht hier den *zweiten Haupttheil* (§. 13. bis 18.) aus. Der Verfasser fängt mit Betrachtung aller Kräfte an, welche auf das Wasser in der Röhre und im Gefäße wirken, leitet daraus einige der schon oben gefundenen Resultate mit mehrerer Leichtigkeit ab, und fügt neue sehr interessante Untersuchungen hinzu, deren Inhalt zu mannigfaltig ist, um hier näher angeführt zu werden.

Die Untersuchungen §. 19. bis 25., welche hier den *dritten Haupttheil* ausmachen, betreffen das scheinbare Anziehen und Abstoßen, welches man an schwimmenden Körpern bemerkt; die Adhäsion ebener Flächen an einer flüssigen Oberfläche, und die Gestalt eines großen, auf einer horizontalen Ebene ruhenden, Quecksilbertropfens.

Endlich enthält der *vierte Haupttheil* Betrachtungen, welche besonders auch für den Chemiker wichtig sind, und tiefe Blicke in das Innere der Körper und in die Natur ihrer Bestandtheile.

Alles dieses zusammen ist der Inhalt der beiden Abhandlungen, die, unter dem Titel: *Théorie de l'action capillaire* und *Supplément à la Théorie de l'action capillaire*, 1806 und 1807 zu Paris erschienen sind. So weit diese Abhandlungen von mir bearbeitet sind, habe ich sie fast ganz, doch in den mathematischen Untersuchungen, wo es auf das Wort des Autors nicht so genau ankommt, frei übersetzt; wenn die Deutlichkeit oder das Bedürfniss ungeübterer Leser es forderte, habe ich Erörterungen eingeschaltet; einige minder wichtige Untersuchungen habe ich abgekürzt, und einige bloss mathematische Erörterungen habe ich ganz weggelassen. Ungeachtet dieser kleinen Abänderungen kann man, wie ich hoffe, alles als genau dem Sinne des Verfassers entsprechend ansehen, und ihn also immer als selbst redend betrachten, da ich alle mir eigentlich eigenen Bemerkungen (wozu ich blosse Erläuterungen der Rechnung, in denen man nicht irren kann, nicht zähle,) als besondere Anmerkungen beigefügt habe. In der Anordnung der Materien habe ich mir die Freiheit genommen, dasjenige aus dem Supplemente, was zu verwandten Sätzen in der ersten Theorie gehörte, da einzuschalten, wo es sich am besten anschloss, z. B. die §§. 5. und 7.; dagegen habe ich aus der *Theorie* die Untersuchung über das Anziehen schwimmender Körper mit demjenigen vereinigt, was im Supplemente ausführlicher darüber vorkommt.

Diese Bemerkungen glaubte ich theils zur Einleitung, theils als Erklärung über die Art meiner Bearbeitung voran schicken zu müssen.

H. W. Brandes.

warum nämlich die Höhen, bis zu welchen eine Flüssigkeit in Haarröhren von gleicher Materie steigt, dem Durchmesser der Röhrchen verkehrt proportional sind. Clairaut begnügt sich mit der Bemerkung, die er nicht beweiset, dass es unendlich viele Gesetze der Anziehung geben müsse, aus denen dieses Resultat folgt, wenn man sie in seine Formeln substituirt. Das Gesetz der Anziehung für diesen Fall ist aber gerade der schwierigste und wichtigste Punkt der Theorie, und unentbehrlich, um alle Erscheinungen, welche mit denen in den Haarröhren in *eine* Klasse gehören, mit ihnen unter dieselbe Theorie zu vereinigen, wie Clairaut sich sehr bald überzeugt haben würde, wäre er zu den haarröhren-ähnlichen Räumen zwischen zwei parallelen Ebenen fortgegangen, und hätte er aus seiner Analyse abzuleiten versucht, warum eine Flüssigkeit zwischen zwei solchen Ebenen eben so hoch, als in einer Haarröhre steht, deren Durchmesser noch einmahl so groß als der Abstand der beiden Ebenen von einander ist; wofür noch niemand eine Erklärung versucht hat. Ich bin seit langer Zeit bemüht gewesen, diesem Mangel der Theorie des grossen Geometers abzuhelfen; endlich haben mich neue Untersuchungen dahin geführt, nicht bloss zu erkennen, dass ein Gesetz dieser Art wirklich vorhanden ist, sondern auch darzuthun, dass alle Gesetze, welche nur unter der Bedingung gelten, dass die Anziehung in angeblichen Entfernungen merkbar zu seyn aufhört, für die Flüssig-

keit eine Höhe geben, die dem Durchmesser der Haarröhren verkehrt proportional ist; und dieses hat mich zu einer vollständigen Theorie aller Arten dieser Erscheinungen geführt.

Clairaut nimmt an, die Anziehung der Wände der Haarröhre wirke merkbar bis in die Achse des Röhrchens. Hierin weiche ich von seiner Meinung ab, und glaube vielmehr mit Hawksbee und mit vielen andern Physikern, dass die Kraft der Haarröhren, gleich der strahlenbrechenden Kraft und gleich den chemischen Verwandtschaften, *nur in unmerkbaren Entfernungen* merklich ist. Nach Hawksbee's Beobachtungen steigt das Wasser in Haarröhrchen, wenn ihr innerer Durchmesser derselbe ist, stets bis zu einerlei Höhe, sie mögen aus sehr dünnem oder aus sehr dickem Glase bestehen. Folglich können alle cylindrischen Glasschichten, welche eine angebliche Entfernung von der innern Oberfläche des Röhrchens haben, nichts zum Ansteigen des Wassers in der Haarröhre beitragen, wenn gleich jede derselben einzeln genommen eine in ihr befindliche Flüssigkeit anheben würde. Eine zweite Erfahrung, welche zum Beweise der Richtigkeit jenes Princips dient, ist, dass, wenn man die innere Oberfläche eines Glasröhrchens noch so dünn mit Fett überzieht, kein Ansteigen des Wassers darin Statt findet. Und doch wirkt in diesem Falle das Röhrchen noch ganz so, wie zuvor, auf das Wasser, das sich in der Achse desselben befindet. Denn dass das da-

zwischen liegende Fett ihre Anziehung nicht hindert, und dass Glas durch Fett, so wie im ersten Falle durch die davor liegenden Glastheilchen, anziehend ungestört hindurch wirkt, dafür sprechen die Erscheinungen der Schwere und die magnetischen, ja selbst die elektrischen, Anziehungen und Zurückstossungen. Ihnen analog muss auch die Anziehung der Haarröhren durch alle Körper hindurch wirken; eine Hypothese, von der Newton, Clairaut und alle Geometer, welche über die Anziehung in den Haarröhren Berechnungen angestellt haben, ausgegangen sind. Da folglich die dünnste Fetthaut macht, dass die Wirkung der Haarröhre auf eine Flüssigkeit nicht mehr wahrzunehmen ist; so muss diese Wirkung in jeder angeblichen Entfernung ganz unmerkbar seyn.

Noch ein dritter Beweis für dieses Princip. Es läst sich bekanntlich durch anhaltendes Kochen dahin bringen, dass Quecksilber in einer gläsernen Haarröhre nicht, wie gewöhnlich, niedriger als in einer Quecksilberfläche, in die es getaucht wird, sondern im Niveau derselben steht, und durch noch längeres Kochen läst es sich selbst bewirken, dass das Quecksilber in dieser Haarröhre über das Niveau angehoben wird. Diese Erscheinung scheint mir darauf zu beruhen, dass die innere Oberfläche der Röhre in ihrem gewöhnlichen Zustande mit einer höchst dünnen Lage von Wasser überzogen ist, welche die gegenseitige Ein-

wirkung des Glases und des Queckfilbers auf einander schwächt; und dass diese Einwirkung beider allmählich thätig wird, wenn man durch anhaltendes Kochen des Quecksilbers in dem Röhrchen, die Dicke dieser Lage immer mehr vermindert. Bei den Versuchen, welche ich mit Lavoisier über die Barometer angestellt habe, haben wir durch langes Kochen des Quecksilbers in der Barometerröhre die Convexität der innern Oberfläche des Quecksilbers ganz verschwinden gemacht, und es endlich dahin gebracht, dass diese Oberfläche hohl wurde; so bald wir aber ein Tröpfchen Wasser in die Röhre hinein ließen, war die convexe Oberfläche sogleich wieder da. Bedenkt man nun, wie außerordentlich dünn die Lage Wasser seyn muss, welche die Röhre in ihrem Innern überzieht, besonders wenn man die Röhre und das Quecksilber zuvor stark ausgetrocknet hat (welches nicht hinreicht, die gewöhnliche Wirkung der Capillarität aufzuheben)*); so wird man unstreitig darin mit mir überein stimmen, dass die Wirkung des Glases auf das Quecksilber nur in unmerkbaren Entfernungen merklich seyn kann.

Dieses ist das Princip, von welchem ich ausgehe. Ich fange damit an, die Einwirkung einer flüssigen Masse, welche sich in einer hohlen oder in einer erhabenen sphärischen Oberfläche endigt, auf eine Säule derselben Flüssigkeit, die im Innern eines unendlich engen Kanals gedacht wird, der

*) Man vergl. *Annal.* XXV. S. 244. Anm. Gilbert.

verlängert durch den Mittelpunkt der sphärischen Oberfläche gehen würde, durch Rechnung zu bestimmen, nach Formeln, welche man in meiner Mechanik des Himmels findet. Unter dieser *Einwirkung* verstehe ich den Druck, welchen die in dem Kanal eingeschlossene Flüssigkeit vermöge der Attraction der ganzen Masse auf einen ebenen, senkrecht auf die Wände des Kanals stehenden Querschnitt ausübt, der sich in irgend einer angeblichen Entfernung von der Oberfläche befindet, wobei dieser Querschnitt als Einheit angenommen wird *). Ich zeige, dass diese Einwirkung kleiner oder grösser ist, als sie es seyn würde, wenn die Oberfläche eine Ebene wäre; kleiner, wenn die Oberfläche hohl, grösser, wenn die Oberfläche erhaben ist.

Der analytische Ausdruck derselben besteht aus zwei Gliedern. Das *erste* Glied, welches sehr viel grösser als das zweite ist, druckt die Wirkung der durch eine ebene Oberfläche begrenzten Masse aus; und ich glaube, dass von diesem Gliede das Schwebenbleiben einer Quecksilbersäule von der dop-

*) Vortrefflich entwickelt und erläutert findet man diese Erklärung in der Darstellung des Herrn Biot, *Annal. der Phys.* 1807. St. 3., oder B. XXV. S. 233 f. Alle Theilchen eines Flüssigen ziehen sich gegenseitig mit einer Kraft an, die nur bis auf unmerkliche Entfernungen reicht; dadurch entsteht in jedem Theilchen im Innern des Flüssigen nach allen Richtungen ein gleicher, also gar kein Druck, in der Oberfläche aber ein Druck, der nach dem Innern des Flüssigen hinein geht. Von diesem Drucke, auf dessen Grösse die Gestalt der Oberfläche Einfluss hat, ist hier die Rede.
Gilbert.

doppelten oder dreifachen Höhe des Luftdrucks in einer Barometerröhre, das Brechungsvermögen der durchsichtigen Körper, die Cohäsion, und überhaupt die chemischen Verwandtschaften abhängen. Das *zweite* Glied druckt den Theil der Wirkung aus, welcher von der Sphäricität der Oberfläche herrührt; also die Einwirkung des zwischen dieser Oberfläche und der sie berührenden Horizontalebene enthaltenen Meniscus. Dieses Glied ist negativ, wenn die Oberfläche hohl, positiv, wenn sie erhaben ist. In beiden Fällen ist es dem *Halbmesser der sphärischen Oberfläche verkehrt proportional;* auch wird in der That, je mehr dieser Halbmesser abnimmt, der Meniscus um den Punkt der Berührung desto bedeutender. Auf diesem zweiten Gliede beruhen die Wirkungen der Capillarität, welche auf diese Art von den chemischen Verwandtschaften, die das erste Glied darstellt, abweichen.

Aus diesen Resultaten über Körper, die sich in wahrnehmbaren Abschnitten von Kugelflächen endigen, folgere ich das folgende *allgemeine Theorem:* Wenn die Anziehung in unmerklichen Entfernungen unmerkbar ist, so muss, gleich viel welches übrigens ihr Gesetz sey, die Einwirkung eines Körpers, der sich in eine krumme Oberfläche endigt, auf eine unendlich enge Ader im Innern desselben, die in irgend einem Punkte der krummen Oberfläche senkrecht auf ihr steht, der halben Summe der Einwirkungen zweier Kugeln auf denselben

Kanal gleich seyn, welche, die eine mit dem grössten, die andere mit dem kleinsten Halbmesser der Krümmung, welche die Oberfläche in jenem Punkte hat, beschrieben würden.

Mittelst dieses Theorems und der bekannten Gesetze des Gleichgewichts der Flüssigkeiten läſst sich die *Gestalt* bestimmen, welche eine flüssige, von der Schwere belebte, Masse in einem Gefäſse, dessen Gestalt gegeben ist, annehmen muſs. Diese Aufgabe führt auf eine Gleichung mit partiellen Differenzialen von der zweiten Ordnung, deren Integral auf keinem der bekannten Wege zu finden ist. Läſst sich die Gestalt des Gefäſses durch Umdrehung einer ebenen Figur entstanden denken, so verwandelt sich diese Gleichung in eine mit gewöhnlichen Differenzialen, und man kann sie, für den Fall, daſs die Oberfläche sehr klein ist, auf eine Art integriren, die der Wahrheit nahe kommt.

Ich zeige auf diese Art, daſs in einer *cylindrischen Röhre* von unbedeutendem Durchmesser, der Durchschnitt einer senkrechten Ebene, die durch die Achse gelegt ist, mit der Oberfläche der Flüssigkeit eine Curve von der Art derer bildet, welche die Mathematiker *elastische Linien* genannt haben, und in die sich ein elastischer Blechstreifen biegt, der mit Gewichten beschwert wird. Der Grund davon liegt darin, daſs in dieser Durchschnittslinie, wie in der elastischen Curve, die Kraft, welche von der Krümmung herrührt, dem Halbmesser der Krümmung verkehrt proportional

ist. Wenn die Röhre *sehr enge* ist, so nähert sich die Oberfläche der Flüssigkeit in ihr einem Abschnitte einer Kugelfläche, und das desto mehr, je kleiner ihr Durchmesser ist. Gesetzt, in Röhrchen, welche aus derselben Materie bestehen, wären diese Kugelabschnitte sehr nahe einander ähnlich, so müssten die Halbmesser derselben den Durchmessern dieser Röhrchen sehr nahe proportional seyn.

Dass aber eine Flüssigkeit in verschiedenen sehr engen Röhren, welche aus derselben Materie bestehen, sich so setzen muss, dass ihre Oberflächen *ähnliche* Abschnitte von Kugelflächen bilden, erhellt ohne Schwierigkeit daraus, dass die Entfernung, in welcher die Anziehung der Röhre aufhört, merkbar zu seyn, unmerklich ist. Denn gesetzt, es gäbe ein so stark vergrösserndes Mikroskop, dass diese unmerkliche Entfernung, durch dasselbe gesehen, ein Millimeter lang zu seyn schiene, so würde der ganze Durchmesser der Röhre, wenn er auf dieselbe Art vergrössert erschiene, sich wahrscheinlich in einer Länge von mehrern Metern zeigen. Bei einer cylindrischen Wand, die einen Durchmesser von dieser Grösse hätte, liessen sich aber senkrechte Streifen, die nur ein Millimeter breit wären, ohne bedeutenden Fehler für Ebenen nehmen. Innerhalb der unmerkbaren Entfernung, auf welche die Anziehung der Wand des Röhrchens eingeschränkt ist, wirkt daher die Röhrchenwand sehr nahe wie eine Ebene, und folglich

mufs an ihr die Oberfläche der Flüssigkeit gerade auf dieselbe Weise herab gehen oder ansteigen, wie das bei einer ebenen Wand geschehen würde. Weiter ab ist die Flüssigkeit keinem andern merkbaren Einflusse unterworfen, als der Schwere, und der Kraft, welche sie auf sich selbst ausübt. Ihre Oberfläche muſs daher sehr nahe die Gestalt eines Abschnitts einer Kugelfläche annehmen, dessen äusserste [berührende] Ebenen mit denen der flüssigen Oberfläche da zusammen fallen, wo die Grenzen der Sphäre der merkbaren Wirkung des Röhrchens sind. Ist dieses aber der Fall, so haben sie in verschiedenen Haarröhren sehr nahe einerlei Neigung gegen die Röhrenwände; und daraus folgt, dafs sie alle sehr nahe ähnliche Abschnitte von Kugelflächen seyn müssen.

Nimmt man diese Resultate zusammen, so zeigt sich die wahre Ursache, warum in Haarröhren aus derselben Materie, aber von verschiedener Weite, Flüssigkeiten sich genau im verkehrten Verhältnisse der Durchmesser der Röhrchen über ihr Niveau erheben, oder sich unter dasselbe erniedrigen. Denkt man sich nämlich in der Achse der Haarröhre einen unendlich engen Kanal, der sich etwas unterhalb des Röhrchens wieder aufwärts biegt, und sich in der horizontalen Ebene der Flüssigkeit endigt, in welche das Röhrchen eingetaucht ist [z. B. *OZRV*, Fig. 4. Taf. I.], so wird die Einwirkung der im Haarröhrchen befindlichen Flüssigkeit auf den Kanal, wenn ihre Oberfläche hohl

ist, kleiner seyn, als die Einwirkung der ebenen Oberfläche der Flüssigkeit auf den Kanal; die Flüssigkeit wird also im Röhrchen ansteigen, um diese Ungleichheit auszugleichen. Nun aber steht, nach dem Vorhergehenden, diese Ungleichheit im verkehrten Verhältnisse mit dem Durchmesser des Haarröhrchens; demselben Verhältnisse muss also auch der Stand, den eine Flüssigkeit in dem Röhrchen über dem Niveau annimmt, entsprechen.

Queckfilber steht in gewöhnlichen Haarröhren aus Glas mit convexer Oberfläche. In diesem Falle ist die Einwirkung der flüssigen Oberfläche im Röhrchen auf den unendlich engen Kanal stärker, als die Einwirkung der ebenen Oberfläche im Gefäse. Daher muss das Queckfilber im Röhrchen unter dem Niveau um eine Grösse stehen, welche dem Unterschiede beider Wirkungen entspricht, und daher wieder dem Durchmesser des Röhrchens verkehrt proportional ist.

Der ganze Antheil, welchen die Attraction des Haarröhrchens an dem Stande einer Flüssigkeit in dem Röhrchen hat, dieser sey über oder unter dem Niveau, ist also darauf eingeschränkt, dass sie die Lage der ersten ebenen Elemente der Oberfläche der Flüssigkeit, welche sich in unmerklicher Entfernung von den Wänden der Röhren befinden, bestimmt; von dieser Lage hängt es ab, ob die Oberfläche hohl oder erhaben, und wie gross ihr Halbmesser wird. Durch das Reiben der Flüssigkeit an den Wänden des Röhrchens kann die

Krümmung der Oberfläche ein wenig vermehrt oder vermindert werden, wovon das Barometer täglich Beweise giebt; dann nehmen aber auch die Wirkungen der Capillarität nach demselben Verhältnisse zu oder ab. Ueberhaupt können sie durch Mitwirkung von Kräften, welche auf der Concavität oder der Convexität der Oberflächen beruhen, sehr merklich erhöht werden.

Dieser Einfluss des Reibens auf die Krümmung der Oberfläche, und diese Einwirkung einer grössern oder geringern Convexität der Oberfläche auf den Stand der Flüssigkeit in einem Haarröhrchen, lassen sich durch folgende Versuche recht sichtbar machen *). Man bringe in ein heberförmig gebogenes, aufrecht stehendes, Haarröhrchen ein wenig Quecksilber und neige es nach dem einen Schenkel *A* zu. Das Quecksilber steigt dann in diesem Schenkel und zieht sich aus dem zweiten Schenkel *B* ein wenig zurück. Bringt man nun das Röhrchen langsam wieder in die senkrechte Lage, so bleibt das Quecksilber in jenem Schenkel mit minder convexer Oberfläche und etwas höher stehen, als in diesem. Die Quecksilbertheilchen der Oberfläche in *A*, welche das Glas berüh-

*) Diese Versuche, und die darauf folgenden des Herrn Hauy zur Bestimmung der Gestalt der Oberfläche, mit welcher Flüssigkeiten in Haarröhren stehen, führt Herr La Place in dem letzten Abschnitte der *Theorie* (dort §§. 15. und 16.) an. Ich habe sie hierher in einer etwas abgeänderten Ordnung versetzt, weil sie mir noch besser hierher zu passen schienen. *Gilbert.*

ren, reiben sich an dasselbe beim Zurücksinken, und leiden dadurch vom Glase ein kleines Hindernifs, welches die Quecksilbertheile in der Mitte der Oberfläche nicht zu überwinden haben. Dadurch mufs die Oberfläche hier etwas minder convex, die im Schenkel *B* dagegen aus demselben Grunde etwas stärker convex werden. Sogleich ist aber auch die Einwirkung des Quecksilbers auf sich selbst an dieser Oberfläche (im Schenkel *B*) stärker als an jener (in *A*), und es mufs also in *B* etwas niedriger als in dem Schenkel *A* stehen. Eine ähnliche Wirkung nimmt man bei dem *Barometer* wahr, wenn es steigt oder fällt.

Der folgende Versuch ist nicht nur geeignet, die Wirkungen der Concavität und der Convexität der Oberflächen zu gleicher Zeit sichtlich zu machen, sondern er giebt auch ein Mittel an die Hand, wie sich der Halbmesser der Krümmung, welche die Oberfläche von Wasser in einem Haarröhrchen aus Glas annimmt, auf eine sehr einfache Weise *finden liefse* *). Man tauche ein Haarröhrchen, dessen Durchmesser bekannt ist, in Wasser, bis zu einer bekannten Tiefe; verschliefse, ehe man es heraus zieht, die untere Oeffnung mit dem Finger, und wische die äufsere Oberfläche leicht ab, nachdem man es heraus gezogen hat. Nimmt man nun den Finger fort, so fliefst Wasser heraus, und bildet

*) Das letztere ist ein Zusatz zu dem, was in der *Theorie* von diesem Versuche steht, den ich aus dem *Journ. de Phys.* an der angef. St. entlehne. *Gilbert.*

am untern Ende des Röhrchens einen Wassertropfen; doch bleibt immer in dem Röhrchen eine Wassersäule zurück, die in ihrer Länge die gröfste Höhe übertrifft, bis zu welcher Wasser im Röhrchen sich in dem Falle erhebt, wenn das untere Ende desselben in einer grofsen Fläche dieser Flüssigkeit eingetaucht ist. Diese gröfsere Länge rührt von der Einwirkung her, welche der Tropfen vermöge seiner Convexität auf die Wassersäule äufsert, und sie ist desto bedeutender, einen je kleinern Durchmesser der Tropfen hat. Denn man übersieht leicht, dafs in diesem Versuche die Concavität der obern Oberfläche des Wassers im Innern des Röhrchens, und die Convexität der untern Oberfläche (das ist die des aufserhalb der Haarröhre befindlichen Tröpfchens), beide vereint dahin wirken, das Wasser in dem Röhrchen aufwärts zu treiben. — Da die Länge der flüssigen Säule, welche dazu verwendet wird, dieses Tröpfchen zu bilden, die Masse desselben bestimmt, und da die Oberfläche des Tröpfchens sowohl, als die des Wassers im Röhrchen, sphärisch sind, so würden sich die Halbmesser dieser beiden Oberflächen leicht berechnen lassen, wenn man die Höhe der Flüssigkeit über der Spitze des Tropfens, und den Abstand dieser Spitze von der Ebene der untern Basis des Röhrchens kennte.

Taucht man ein heberförmiges Glasröhrchen mit ungleichen Schenkeln, wie *ABC* Fig 1, senkrecht so tief in Wasser, dafs der kürzere Schenkel

AB sich ganz untergetaucht befindet, so steigt das Wasser im längern Schenkel über das Niveau um eine gewisse Höhe *FG* an. Zieht man dann das Röhrchen aus dem Wasser heraus, so bildet sich an der Oeffnung *A* ein Tröpfchen *ANO*, und denkt man sich, wenn das Wasser in dem längern Schenkel einen bleibenden Stand angenommen hat, durch den Gipfel *N* des Tröpfchens die Horizontallinie *NI'* gezogen, so ist nun die Wassersäule *I'C*, welche in dem längern Schenkel über diese Horizontallinie steht, grösser als *FG*. Nimmt man das Tröpfchen mit dem Finger fort, und so die folgenden, die sich in *A* bilden, so wird diese Säule immer kleiner; kommt man endlich dahin, dass das Wasser in *A* mit ebener Oberfläche steht, so ist diese Säule genau gleich *FG*; und bringt man dann aufs neue ein Tröpfchen auf *A*, und so mehrere, so dass die Oberfläche hier wieder convex wird, so steigt das Wasser in dem Schenkel *BC* aufs neue höher an, und die vorigen Erscheinungen kommen in umgekehrter Folge wieder. Die Grösse, um welche bei diesen Versuchen die in dem Schenkel *BC* angehobene Wassersäule die Höhe *FG* übertrifft, scheint der Convexität der Oberfläche *ANO* zu entsprechen: um von einer ganz genauen Correspondenz sich zu überzeugen, müsste man die Breite und den Pfeil dieser Oberfläche messen. Dieses liess sich indess bei der grossen Schwierigkeit solcher Messungen nicht thun.

*) Wenn Waſſer aus einem Gefäſse durch einen Heber abläuft; der aus einem Haarröhrchen oder aus zweien von verſchiedener Weite beſteht (wie in Fig. 2.), und man zieht den Heber aus dem Gefäſse heraus, ſo wird das Waſſer aus dem längern Schenkel nicht ablaufen, im Fall beide Schenkel in ihrer Länge um weniger von einander verſchieden ſind, als um die Höhe, um welche eine Flüſſigkeit in einem Haarröhrchen von der Weite des kürzern Schenkels über ihr Niveau anſteigt. Auch dieſes erklärt ſich ſehr leicht aus der Geſtalt der flüſſigen Oberflächen in den beiden Schenkeln. Man ſetze nämlich die eben erwähnte Höhe h; ferner die Einwirkung der Flüſſigkeit bei ebener Oberfläche auf ſich ſelbſt K, die Wirkung der Schwere g, den Druck der Atmoſphäre P und den kürzern Arm des Hebers q, den längern q'. Da die Flüſſigkeit in dem kürzern Arm ein- und aus dem längern ausſtrömt, ſo wird ſie in dem erſten Augenblicke nach dem Herausziehen des Hebers an der Oeffnung des kürzern mit concaver, an der des längern mit convexer Oberfläche ſtehen. Folglich wird die Flüſſigkeit eines unendlich engen Kanals, den wir uns in der Achſe des Haarröhrchens denken wollen, mit folgender Kraft von unten nach oben gedrückt werden: an der Oeffnung des kürzern Schenkels durch $P - gq + K - g.h$; an der Oeffnung des längern Schenkels dagegen, wenn die

*) Nur in dieſem Abſatze bin ich, der Kürze halber, von den Worten des Herrn La Place abgewichen. *Gilbert.*

Oberfläche des Waſſers dort eben wäre, durch $P - gq' + K$; iſt die Oberfläche dort convex, ſo iſt der Druck noch gröſser. Nun aber iſt, wenn $q' - q < h$, ſchon dieſer Druck gröſser als der erſte, und das Waſſer kann folglich, wenn dieſe Bedingung erfüllt iſt, nicht aus dem längern Schenkel heraus flieſsen, wie das in der That die Verſuche zeigen.

Die Phyſiker haben bis jetzt die Concavität und die Convexität der Oberfläche, in welche eine Flüſſigkeit in haarröhren-artigen Räumen ſich ſetzt, nur für eine entferntere Wirkung der Haarröhren-Kraft, und nicht für die Haupt-Urſache aller haarröhren-artigen Erſcheinungen gehalten. Dieſes ſcheint der Grund zu ſeyn, warum es ihnen bisher von keiner beſondern Wichtigkeit dünkte, die Art und die Gröſse der Krümmung dieſer Oberflächen zu beſtimmen. Für die hier vorgetragene Theorie, die alle haarröhren-artigen Erſcheinungen hauptſächlich von der Krümmung der Oberflächen abhängen läſst, hat dieſes dagegen ein hohes Intereſſe. Die Herren Hauy und Tremery haben auf mein Erſuchen ſich damit beſchäftigt, *die Krümmung der Oberfläche des Waſſers in Haarröhren zu meſſen.* Zu dem Ende haben ſie in eine Röhre von 2 Millimeter innerem Durchmeſſer (*AB* Fig. 3.) eine Säule Waſſer, wie *MmnN* hinein gebracht, die Röhre an beiden Enden verſchloſſen, ſie ſenkrecht gehalten, und in dieſer Lage die Längen *Mm* und *Ii* mit möglichſter Sorg-

falt gemessen; letztere Linie ist der Abstand der beiden am wenigsten von einander entfernten Punkte der beiden hohlen Menisken. Der Unterschied *Mm* — *Ii* gab ihnen die Grösen der beiden Pfeile *PI* + *pi*; sie fanden sie gleich $\frac{41}{48}$ *MN*. Wären die beiden Menisken Halbkugeln, so müssten sie sie gleich *MN* gefunden haben. Da aber die Oberfläche des Wassers, wenn sie eine Halbkugel ist, von den Wänden der Röhre als Tangenten berührt wird, und es nicht möglich ist, die Stelle einer solchen Berührung zu sehen, so würden in diesem Falle die Beobachter für *M* nicht den wahren Berührungspunkt, sondern einen tiefer liegenden Punkt genommen haben, wo das Wasser schon eine merkbare Entfernung von den Glaswänden hatte. Um $IP + ip = \frac{41}{48} MN$ zu finden, würden sie für *M* und *m* nur Punkte zu nehmen gebraucht haben, wo das Wasser sich um 0,0226 Millimeter von den Röhrenwänden entfernt hatte; und dass dieses in der That geschehen sey, ist nichts weniger als unwahrscheinlich. Daher scheint es mir, dieser Versuch zeige an, dass die Glaswände Tangenten des Wassermeniskus sind. Die Herren Hauy und Tremery haben einen ähnlichen Versuch mit Orangenöhl angestellt, und dasselbe Resultat erhalten. Es läst sich daher mit Wahrscheinlichkeit annehmen, dass Wasser, Oehle und überhaupt alle Flüssigkeiten, welche das Glas nässen, sich in Haarröhrchen mit einer Oberfläche setzen, welche sehr nahe eine Halbkugel ist. Als endlich die Beob-

achter auf dieselbe Art die krumme Oberfläche des Quecksilbers in sehr engen Röhren zu bestimmen suchten, fand sich auch diese Oberfläche ungefähr der einer Halbkugel gleich.

Wenn man einem Röhrchen eine geneigte Lage giebt, so wird die Gestalt der Oberfläche, welche eine Flüssigkeit in demselben annimmt, gegen den Fall, wenn die Röhre senkrecht steht, nicht merklich verändert; sie nähert sich in beiden Fällen sehr der Gestalt eines Kugelabschnittes, dessen Achse in die Achse der Röhre fällt. Dieses beruht darauf, weil in der Formel für die Gestalt der Oberfläche die Schwere nur in Gliedern vorkommt, die bei sehr engen Röhren vernachläßigt werden können. Die senkrechte Höhe einer Flüssigkeit über ihr Niveau, oder die Tiefe unter demselben, muss daher in einem gegen den Horizont geneigten Haarröhrchen dieselbe, als in einem gleich weiten senkrechten Röhrchen seyn; und dieses zeigt in der That die Erfahrung.

Die folgende interessante Bemerkung rührt von Clairaut her. „Wenn die Anziehung, welche die Materie der Röhre auf die Flüssigkeit, und die Anziehung, welche die Flüssigkeit auf sich selbst ausübt, einerlei Gesetz unterworfen sind, und sich also nur in der Intensität unterscheiden *); so

*) Und das dürfte allerdings der Fall seyn, wenn ich mich anders nicht in der Meinung irre, dass bei Anziehungen, die nicht über die Berührung hinaus wirken, und bei denen wir uns nur durch eine mathematische Fiction Entfernungen denken können, von einem Gesetze, nach

findet folgendes Statt: „So lange die Intensität der erstern dieser Anziehungen (das heisst, der, mit welcher die Flüssigkeit auf die Röhre wirkt) nicht kleiner ist, als halb so groſs, als die zweite (das heisst, als die, der Flüssigkeit auf sich selbst), muſs die Flüssigkeit über ihr Niveau ansteigen. Ist jene genau halb so groſs, als diese, so bleibt die Flüssigkeit in der Röhre im Niveau, und ihre Oberfläche ist horizontal, welches man leicht übersieht. Sind beide Intensitäten einander gleich, so ist die Oberfläche der Flüssigkeit hohl, hat die Gestalt der Oberfläche einer Halbkugel, und die Flüssigkeit steigt in dem Haarröhrchen an. Ist endlich die Intensität der Anziehung des Röhrchens null oder unmerklich, so wird die Oberfläche der Flüssigkeit im Röhrchen convex, ebenfalls halbkugelförmig, und die Flüssigkeit steht unter ihrem Niveau. Zwischen diesen beiden Grenzen wird die Gestalt der Oberfläche ein Abschnitt einer Kugelfläche, und zwar concav oder convex, je nach dem die Anziehung der Röhre an Intensität gröſser oder kleiner ist, als die Hälfte der Anziehung der Flüssigkeit auf sich selbst."

Es scheint mir wahrscheinlich, daſs, so oft die Anziehung des Röhrchens auf die Flüssigkeit, die

welchem die Anziehung mit der Entfernung sich ändert, eigentlich nicht die Rede seyn kann; und daſs, wenn man sich solche Gesetze fingiren wollte, die Resultate unabhängig von denselben seyn und also gleichmäſsig für alle Gesetze gelten müſsten.

Gilbert.

Anziehung, welche die Flüſſigkeit auf ſich ſelbſt ausübt, an Intenſität übertrifft, die Flüſſigkeit ſich feſt an die Röhren anhänge, und eine innere engere Röhre bilde, welche allein die Flüſſigkeit anſteigen macht; daher dann ihre Oberfläche hohl, und der einer Halbkugel gleich iſt. Ich glaube, daſs dieſes beim Waſſer und bei Oehlen in Haarröhrchen aus Glaſe der Fall iſt.

Alles dieſes betraf die Theorie der eigentlichen Haarröhren, oder derjenigen haarröhren-artigen Räume, in welchen die Flüſſigkeiten genau, oder wenigſtens ſehr nahe mit kugelförmiger Oberfläche ſtehen. Nachdem ich dieſe Theorie entwikkelt hatte, wendete ich mich zu den haarröhrenartigen Räumen, in welchen Flüſſigkeiten mit einer *cylindriſchen Oberfläche* ſtehen; ein Fall, der zwiſchen zwei parallelen Ebenen eintritt, die einander ſehr nahe ſind, und deren unteres Ende in eine Flüſſigkeit eingetaucht iſt. Die Differenzialgleichung für die Oberfläche einer Flüſſigkeit, welche ſich in einem durch Umdrehung erzeugten haarröhren-artigen Raume befindet, führt zu folgendem allgemeinen Reſultate, das auch dieſen Fall umfaſst: Wenn man in eine *cylindriſche Röhre* einen *dünnern Cylinder* hinein ſetzt, ſo daſs beide einerlei Achſe haben, und der Zwiſchenraum, der übrig bleibt, ſehr enge iſt; ſo wird in dieſem Zwiſchenraume die Flüſſigkeit gerade ſo hoch ſteigen, als in einem Haarröhrchen, deſſen Halbmeſſer dem Abſtande beider cylindri-

ſcher Flächen von einander gleich iſt. Setzt man nun, der Halbmeſſer der Röhre und des Cylinders ſeyen beide unendlich, ſo hat man den Fall einer Flüſſigkeit, welche ſich *zwiſchen zwei ſenkrechten und parallelen Ebenen* befindet, die einander ſehr nahe ſind. Zwiſchen ihnen wird alſo eine Flüſſigkeit ebenfalls erhoben oder herab gedrückt werden, um Höhen, welche dem Abſtande der beiden Ebenen von einander verkehrt proportional ſind, die aber nur halb ſo groſs ſeyn werden, als in einem cylindriſchen Haarröhrchen, deſſen Durchmeſſer dieſem Abſtande gleich iſt.

Als ich zu dieſen Reſultaten der Analyſe gekommen war, erſuchte ich Herrn Hauy, ſie durch Verſuche zu prüfen. Er ſtellte ſeine Verſuche (die man in III. findet) mit Röhren und Cylindern von einem ſehr kleinen Durchmeſſer und zwiſchen Glastafeln, die einander ſehr nahe waren, an, und fand, daſs ſie in beiden Fällen meinem Reſultate völlig entſprachen. Als ich ſeitdem mehreres nachlas, was man über die haarröhrenartigen Wirkungen geſchrieben hat, fand ich, daſs in Gegenwart der Londner Societät und unter den Augen Newton's ſchon hierher gehörige Verſuche waren angeſtellt worden, und daſs das Reſultat derſelben ebenfalls dem meiner Analyſe vollkommen entſpricht. Man kann ſich davon aus folgender Stelle von Newton's Optik überzeugen; dieſes bewundernswürdigen Werkes, worin der groſse Mann eine Menge origineller Anſichten hin-

wirft,

wirft, in denen er seinem Jahrhunderte voraus geeilt ist, und welche die neuere Chemie bestätiget.

In der 31. Frage sagt Newton: „Hier einige Versuche derselben Art. Wenn man zwei ebene und polirte Glasplatten, z. B. zwei gut polirte Spiegelgläser, so mit einander verbindet, dass ihre Oberflächen parallel und nur sehr wenig von einander entfernt sind, und sie mit ihren untern Rändern in ein Gefäss mit Wasser setzt; so steigt das Wasser zwischen beiden in die Höhe, und zwar desto höher, je näher beide Platten bei einander sind. Beträgt ihre Entfernung $\frac{1}{100}$ Zoll, so steigt das Wasser zwischen ihnen ungefähr 1 Zoll hoch; und ist sie kleiner oder grösser, so steht die Höhe des Wassers zwischen ihnen zu jener Höhe in einem Verhältnisse, welches ungefähr das Umgekehrte ihrer Entfernungen ist. — — Wenn man in ruhiges Wasser das Ende eines sehr dünnen Glasröhrchens taucht, so steigt das Wasser in das Röhrchen an, bis zu einer Höhe, welche dem Durchmesser der innern Höhlung des Röhrchens verkehrt proportional ist, und erlangt dieselbe Höhe, bis zu welcher es sich zwischen den beiden Glasplatten erhebt, wenn der Halbmesser der innern Höhlung der Entfernung der beiden Platten von einander ungefähr gleich ist. Uebrigens gelingen alle diese Versuche im luftleeren Raume eben so gut, als in der Luft, wie man sich davon in Gegenwart der königlichen Societät überzeugt hat; sie hängen

folglich auf keine Weise vom Gewichte oder von dem Drucke der Atmosphäre ab." Newton führt noch an, dass das Wasser eben so zwischen zwei polirten Marmorplatten ansteige, wenn ihre polirten Flächen einander sehr nahe und parallel sind.

Durch eben so einfache Folgerungen aus meiner Analyse werden die Erscheinungen erklärt, welche ein Tropfen einer Flüssigkeit in einem *konischen Haarröhrchen* oder zwischen zwei Ebenen zeigt, die unter einem sehr kleinen Winkel gegen einander geneigt sind; und diese Erscheinungen sind dadurch eben so viele Bestätigungen meiner Theorie.

Eine kleine Wassersäule, die sich in einem konischen Haarröhrchen befindet, welches an beiden Enden offen ist, begiebt sich, wenn man das Röhrchen horizontal hält, an das engere Ende. Dass dieses geschehen muss, läst sich aus dem Vorhergehenden leicht übersehen. Die kleine Wassersäule im Röhrchen endigt sich zwar an beiden Seiten mit concaven Oberflächen; die Krümmung der Oberfläche, welche nach dem engern Ende zu liegt, ist aber von einem kleinern Halbmesser als die Krümmung der entgegen gesetzten Oberfläche. Folglich äusert die Flüssigkeit auf sich selbst eine geringere Einwirkung an der kleinern Oberfläche als an der grösern, und daher strebt sie nach der engern Oeffnung hin. Eine Quecksilbersäule begiebt

sich dagegen in einem horizontal gehaltenen konischen Haarröhrchen an die weitere Oeffnung; denn da sie an beiden Seiten convexe Oberflächen hat, so ist ihre Einwirkung auf sich selbst da grösser, wo die Röhre enger ist, und sie treibt sich also selbst von dort weg.

Diesem Erfolge kann man durch das eigene Gewicht der kleinen flüssigen Säule entgegen wirken, und machen, dass sie im Gleichgewichte schweben bleibt; man braucht zu dem Ende nur die Achse des Haarröhrchens in eine geneigte Lage zu bringen. Eine sehr einfache Rechnung zeigt, dass, wenn die Länge der flüssigen Säule unbedeutend ist, für diesen Zustand des Gleichgewichts der Sinus des Neigungswinkels der Achse, nahe verkehrt proportional seyn muss dem Quadrate des Abstandes, worin die Mitte der flüssigen Säule von der Spitze des Kegels steht.

Dasselbe findet bei einem Tropfen Statt, der sich *zwischen zwei* gegen den Horizont geneigten *Ebenen* befindet, welche sich mit ihren horizontalen Rändern berühren, und einen sehr kleinen Winkel mit einander machen. Dass alle diese Resultate der Erfahrung völlig entsprechen, sieht man aus dem, was Newton in seiner Optik, Frage 31, darüber anführt. Dieser grosse Geometer hat dort eine Erklärung hinzugefügt; vergleicht man mit ihr die hier gegebene, so wird man die grossen Vorzüge

einer mathematischen und genauen Theorie nicht verkennen.

Die Rechnung belehrt uns in dem angeführten Falle des Gleichgewichts auch über die Gröfse des Winkels, den die Achse des konischen Haarröhrchens mit dem Horizonte macht. Der Sinus dieses Winkels ist einem Bruche ungefähr gleich, dessen Nenner dem Abstande der Mitte des Tropfens von der Spitze des Kegels, und dessen Zähler der Höhe gleich ist, bis zu welcher die Flüssigkeit in einem cylindrischen Haarröhrchen ansteigen würde, das einerlei Weite mit dem konischen Röhrchen in der Mitte des Tropfens hat. Wenn zwei Ebenen, zwischen denen sich ein Tropfen derselben Flüssigkeit befindet, mit einander einen Winkel machen, der eben so grofs ist als der Winkel der Seitenwände mit der Achse im konischen Röhrchen; so muss, soll der Tropfen zwischen ihnen im Gleichgewichte schweben, eine Ebene, welche den Winkel, den beide Ebenen mit einander machen, halbirt, dieselbe Neigung gegen den Horizont haben, als hier die Achse des konischen Röhrchens. Hawksbee hat einen Versuch dieser Art mit außerordentlicher Sorgsamkeit gemacht; ich führe denselben unter III. an, und vergleiche ihn mit diesem Theoreme. Die wenige Abweichung zwischen beiden ist ein unwidersprechlicher Beweis von der Richtigkeit dieses Theorems.

Meine Theorie giebt ferner die Erklärung und die Zahlwerthe für ein ſonderbares Phänomen, welches uns die Erfahrung zeigt; eine Flüſſigkeit mag zwiſchen zwei ſenkrechten, parallelen, und einander ſehr nahen Ebenen, deren untere Enden in ſie getaucht ſind, über oder unter ihrem Niveau ſtehen; immer ſtreben beide Ebenen, ſich einander zu nähern *). Auch die Erſcheinungen des Anſteigens von Flüſſigkeiten zwiſchen zwei ſenkrechten Ebenen, die mit einander einen ſehr kleinen Winkel machen, laſſen ſich aus meiner Theorie folgern. Und überhaupt wird man finden, (will man ſich die Mühe nehmen, dieſe Theorie mit den zahlreichen Verſuchen zu vergleichen, welche die Phyſiker über die Haarröhren und über verwandte Erſcheinungen angeſtellt haben,) daſs ſich aus ihr die Reſultate aller dieſer Verſuche, ſind ſie nur mit der nöthigen Vorſicht ausgeführt, genügend ableiten laſſen; und zwar nicht durch unbeſtimmte und ſchwankende Betrachtungen, bei denen man immer ſehr ungewiſs bleibt, ſondern durch eine Kette mathematiſcher Schlüſſe, welche mir gar keinen Zweifel an der Wahrheit der Theorie übrig zu laſſen ſcheinen.

Ich wünſche, daſs dieſe Anwendung der Analyſis auf einen der wundervollſten und merkwür-

*) Was Herr La Place weiter von dieſer Erſcheinung anführt, übergehe ich hier; man wird alles, was dahin gehört, im dritten Hefte dieſes Bandes beiſammen finden.
Gilbert.

digsten Gegenstände der Physik die Mathematiker interessiren und sie anreitzen möge, ihrer immer mehrere zu versuchen. Diese Anwendungen vereinigen mit einander das Verdienst, der Physik sichere Theorieen zu geben, und die Analysis selbst zu vervollkommnen, da sie häufig neue Kunstgriffe der Rechnung erfordern.

II. Theorie von der Wirkung der Haarröhrchen,

übersetzt, mit einigen Anmerkungen, von H. W. Brandes.

A. *Von der Attraction des Wasser-Meniscus an der Oberfläche, auf die übrige im Haarröhrchen enthaltene Wassersäule.*

1. Es sey *ABCD* (Fig. 4.) ein mit Wasser bis an *AB* gefülltes Gefäss, und in dasselbe sey ein an beiden Enden offenes Haarröhrchen *NMEF* mit seinem untern Ende eingetaucht; so wird sich das Wasser in der Röhre bis an *O* erheben, und die Oberfläche wird die concave Form *NOM* annehmen, deren niedrigster Punkt *O* ist. Man stelle sich durch diesen Punkt *O* und durch die Achse der Röhre einen Wasserfaden, in einem unendlich engen Kanale *OZRV* eingeschlossen, vor, und nehme an, dass die hier wirkende Attractionskraft nur in unmerklich kleinen Distanzen merklich sey.

Es läſst ſich leicht überſehen, daſs dann das unterhalb *IOK* befindliche Waſſer auf die Säule *OZ* eben ſo wirkt, wie das Waſſer im Gefäſse auf *VR*. Auſserdem aber zieht der Meniscus *MIOKN*, oder eigentlich der unendlich nahe an der Achſe liegende Theil deſſelben, die Säule *QZ* aufwärts, und ſucht folglich ſie zu heben. Es muſs daher im Zuſtande des Gleichgewichtes das Waſſer des Kanals *OZRV* innerhalb der Röhre höher, als im Gefäſse, ſtehen; um durch ſein Gewicht die Attraction des Meniscus zu compenſiren.

Das Geſetz, wodurch dieſe Höhe, um welche ſich das Waſſer in Haarröhrchen von verſchiedenen Halbmeſſern erhebt, beſtimmt wird, hängt von der Attraction jenes Meniscus, und folglich von der Geſtalt der Oberfläche ab, ſo daſs hier, wie bei den Figur der Planeten, Geſtalt und geſammte Attraction gegenſeitig durch einander beſtimmt werden, welches die Unterſuchung erſchwert. Um indeſs zu brauchbaren Reſultaten zu gelangen, wollen wir die Wirkung unterſuchen, welche ein Körper von willkürlicher Geſtalt auf eine gegen deſſen Oberfläche ſenkrechte Waſſerſäule, die in einem unendlich engen Röhrchen eingeſchloſſen iſt, ausübt, und dabei die Baſis dieſer Waſſerſäule als Einheit annehmen.

Der anziehende Körper ſey eine *Kugel*, und das Fluidum in einem auſserhalb derſelben befindlichen, auf ihre Oberfläche ſenkrechten, Kanale eingeſchloſſen. Es ſey in Fig. 5. $LZ, = r$, der Abſtand

des angezogenen Punktes Z vom Mittelpunkte der Kugelschale $NRMOQ$, deren Radius $LQ = u$, und Dicke $= du$ ist. Die Lage irgend eines Punktes Q dieser Kugelschale werde durch den ebenen Winkel $QLZ = \vartheta$, und den Neigungswinkel $NPQ = \omega$ bestimmt, welchen die Ebene QLZ mit irgend einer durch LZ gelegten festen Ebene NLZ macht. Das *Element* dieser sphärischen Schale ist $= u^2 . du . d\omega . d\vartheta . \sin . \vartheta$ *), und aus der Trigonometrie ist bekannt, dass im Dreieck LQZ, wenn wir $QZ = f$ setzen, ist $QZ = f = \sqrt{[r^2 - 2ru . \cos . \vartheta . + u^2]}$. Stellen wir nun durch $\varphi(f)$ das Gesetz der Attraction in der Entfernung $= f$ dar, so ist, da $PZ = r - u . \cos . \vartheta$, die mit LZ parallele *Wirkung* des Elements Q auf den Punkt Z, $= u^2 du . d\omega . d\vartheta . \sin . \vartheta . \frac{r - u \cos . \vartheta}{f} \varphi(f)$ oder $= u^2 du . d\omega . d\vartheta . \sin . \vartheta . \left(\frac{df}{dr}\right) \varphi(f)$; und diese Wirkung ist gegen das Centrum der Kugelschale gerichtet, und ist unmerklich, so bald f einen merklichen Werth erhält.

Wir wollen das zwischen den Grenzen $f = o$ und $f = \infty$ genommene Integral $\int df . \varphi(f)$ mit $c - \Pi(f)$ bezeichnen, und unter c den Werth verstehen, welchen dieses Integral für $f = \infty$ erhält: so muss $\Pi(f)$ eine äusserst schnell abnehmende

*) Denkt man sich nämlich durch Q einen grössten Kreis OQR gezogen, unendlich nahe dabei einen zweiten OqR, und Ss als einen Bogen eines unendlich nahe bei NQM befindlichen Parallelkreises, so ist $QqsS$ die Grundfläche, und du die Dicke dieses Elements. Es ist aber $Qq = PQ . QPq = u . \sin . \vartheta . d\omega$, und $QS = LQ . QLS = u . d\vartheta$. Gilb.

Funktion seyn, die schon gänzlich unbedeutend ist, so bald f nur einen merklichen Werth erhält; und es ist nun $\left(\frac{df}{dr}\right)\varphi(f) = -\left(\frac{d.\Pi(f)}{dr}\right)$; also, wenn man $u^2.du.d\omega.d\vartheta.\sin.\vartheta[c-\Pi(f)] = dddA$ setzt, $u^2.du.d\omega.d\vartheta.\sin.\vartheta.\left(\frac{df}{dr}\right)\varphi(f) = \left(\frac{d.ddd.A}{dr}\right)$, weil u, ω und ϑ unabhängig von r sind.

Integrirt man in Rücksicht auf ω zwischen den Grenzen $\omega = o$ und $\omega = 2\pi$, so ist die Attraction des ganzen *Kugel-Ringes NQMN*

$$= \left(\frac{d.ddA}{dr}\right) = -2\pi.u^2du.d\vartheta.\sin.\vartheta\left(\frac{d.\Pi(f)}{dr}\right),$$

und weil der Werth von f, wenn man ihn differentiirt, indem man bloss ϑ als variabel ansieht, $d\vartheta.\sin\vartheta = \frac{fdf}{ru}$, giebt:

$$-2\pi u^2du.d\vartheta\sin.\vartheta.\left(\frac{d.\Pi(f)}{dr}\right) = -2\pi.\frac{udu}{r}.fdf\left(\frac{d.\Pi(f)}{dr}\right)$$

Um die Attraction der ganzen Kugelschale vom Halbmesser $= u$ und der Dicke $= du$ auf den bestimmten Punkt Z zu finden, für den $LZ = r$ ist, muss diese Function noch einmahl in Rücksicht auf ϑ, zwischen den Grenzen $\vartheta = o$ und $\vartheta = \pi$ integrirt, und das Integral so genommen werden, dass man u und r als unveränderlich, dabei aber f als zwischen den Grenzen $f = r - u$, und $f = r + u$ variirend annimmt. Weil nun ϑ von r unabhängig ist, so läfst sich eben jene Formel auch $= -2\pi.\left(\frac{d.\frac{udu}{r}.fdf.\Pi(f)}{dr}\right)$ setzen, und jenes Integral ist

$$= -2\pi\left(\frac{d.\left(\frac{udu}{r}\int fdf.\Pi(f)\right)}{dr}\right).$$

Es sey demnach $\int f df \Pi(f) = \mathfrak{C} - \Psi(f)$, und $\mathfrak{C}$ der Werth dieses Integrals für $f = \infty$, $\Psi(f)$ aber eine äusserst schnell abnehmende Function, die schon verschwindet, so bald f nicht mehr unmerklich klein ist. Wir haben dann

$$-2\pi\left(\frac{d.\int(u^2 du . d\vartheta \sin. \vartheta . \Pi(f))}{dr}\right) =$$

$$-2\pi\left(\frac{d.\left(\frac{udu}{r}.\Psi(r-u) - \frac{udu}{r}.\Psi(r+u)\right)}{dr}\right)$$

für die Wirkung der erwähnten vollständigen Kugelschale auf den Punkt Z des Fluidums.

Soll nun die Wirkung eben jener Kugelschale auf die ganze in der Richtung ZL liegende Säule des Flüssigen, deren nächster Endpunkt um die Entfernung $= b$ von dem Centro L der Kugelschale entfernt ist, bestimmt werden; so muss man das zuletzt gefundene Differential mit dr multipliciren und integriren, welches dann, wenn man die Constante so bestimmt, dass das Integral mit $r = b$ verschwinde, giebt

$$\frac{2\pi udu}{b}[\Psi(b-u) - \Psi(b+u)] - \frac{2\pi udu}{r}[\Psi(r-u) - \Psi(r+u)].$$

Um diese Formel zu vereinfachen, dürfen wir uns nur erinnern, dass die Function $\Psi(f)$ so beschaffen ist, dass sie schon unmerklich wird, so bald f nur einen irgend merklichen Werth erhält. Denn hieraus folgt, dass $\Psi(b+u)$ verschwindet, weil der Durchmesser der Kugelschichte nicht unendlich klein ist; dass ferner $\Psi(r+u)$ um so mehr verschwindet, da $r > b$, indem die Entfernung $= b$

fich auf den Punkt bezieht, welcher dem Centro L am nächften ift; und endlich, dafs auch $\Psi(r-u)$ als verfchwindend anzufehen ift, wenn $r-b$ eine endliche Gröfse hat. Es kann alfo nur $\Psi(b-u)$ einen merklichen Werth haben, in dem Falle nämlich, da $b-u$ äufserft klein ift. Die Formel

$$\frac{2\pi . udu}{b} \cdot \Psi(b-u)$$

druckt alfo vollftändig die Wirkung der Kugelfchale auf eine gegen die Oberfläche derfelben fenkrechte Wafferfäule aus, deren dem Centro nächftes Ende um die Entfernung $= b$ von diefem Centro entfernt ift. Diefe Wirkung ift einerlei mit dem *Drucke*, den das Waffer, vermöge der Attraction jener Kugelfchale, auf einen an jenem Ende befindlichen, fenkrecht auf den Wafferfaden (der die Richtung des Halbmeffers der Kugelfchale hat) ftehenden Querfchnitt, ausüben würde, wenn man die Gröfse diefer Grundfläche $= 1$ fetzte.

Die *Wirkung der vollftändigen Kugel* vom Halbmeffer $= b$ findet man, wenn man in diefer Formel $b-u=z$ fetzt, und dann integrirt,

$$= 2\pi \int \frac{b-z}{b} \cdot dz \,.\, \Psi(z),$$

wenn diefes Integral zwifchen den Grenzen $z = o$ und $z = b$ genommen wird. Ift alfo innerhalb diefer Grenzen $K = 2\pi \int dz \, \Psi(z)$, und $H = 2\pi \int z dz \, \Psi(z)$, fo ift jene Wirkung

$$= K - \frac{H}{b}.$$

Man darf hier K und H als unabhängig von b betrachten; denn da $\Psi(z)$ fogleich unmerklich

klein wird, so bald z einen irgend erheblichen Werth erhält, so ist der zwischen den Grenzen $z = o$ und $z = b$ genommene Werth des Integrals gar nicht verschieden, von dem zwischen den Grenzen $z = o$ und $z = \infty$ genommenen Werthe desselben. Auch ist zu merken, daſs $\frac{H}{b}$ bedeutend kleiner als K ist, weil das Differential jener Gröſse gleich ist dem Differential dieser, multiplicirt mit $\frac{z}{b}$, und $\frac{z}{b}$ sehr klein ist für die ganze Ausdehnung des Integrals, woraus dann jener Schluſs auch für die Integrale folgt.

Die für die Wirkung der ganzen Kugel auf die gegen ihre Oberfläche senkrechte flüſsige Säule gefundene Formel, $K - \frac{H}{b}$, gilt auch für ein *sphärisches Segment*, welches durch eine auf jene flüſsige Säule senkrechte Ebene begrenzt wird. Denn der jenseits dieser Ebene liegende Theil der Kugel ist von dem angezogenen Fluidum um etwas merkliches entfernt, und wirkt folglich gar nicht auf dasselbe. Daher ist $K - \frac{H}{b}$ die Wirkung eines jeden durch ein solches sphärisches Segment vom Halbmesser $= b$ begrenzten Körpers, auf eine auſserhalb befindliche, gegen die sphärische Oberfläche senkrechte, flüſsige Säule. In diesem Ausdrucke bedeutet K die Wirkung eines in einer *Ebene* sich endenden Körpers, weil $\frac{H}{b}$ verschwindet für $b = \infty$, und $\frac{H}{b}$ druckt folglich die Wirkung des

Meniscus MIOKN (Fig. 4.) aus, mit welcher dieser die Säule *OZ* zu heben strebt.

2. Die Wirkung, welche eine Kugel auf eine sehr dünne, gegen ihre Oberfläche senkrechte, *innerhalb liegende* Wassersäule ausübt, läſst sich nun leicht bestimmen. Wenn (Fig. 6.) *MON*, *POQ* zwei sich berührende Kugeln sind, und *IOK* eine durch den Berührungspunkt gehende Tangential-Ebene, *OS* aber die Wassersäule vorstellt; so giebt es für jeden Punkt q im untern Meniscus, dessen Querschnitt *KOPIOQ* ist, einen Punkt q' im obern Meniscus, welcher die Wassersäule *OS* eben so stark zu heben strebt, als jener. Zeichnet man nämlich den gleichschenklichten Triangel Oqr, so ist die ganze Kraft, mit welcher q die Wassersäule Or zu heben strebt, $= o$, oder sie zerstört sich selbst, und q trägt bloſs durch seine Einwirkung auf Theilchen unterhalb r noch bei, um die ganze Säule *OS* zu heben; zieht man nun Oq' mit rq parallel, und nimmt $Oq' = rq$, so wirkt q' im obern Meniscus eben so auf O und die unterhalb liegenden Punkte, wie q im untern Meniscus auf r und die niedrigern Punkte, und wegen der Kleinheit der Attractionssphäre ist also die gesammte Wirkung beider Punkte zur Erhebung der sehr dünnen Wassersäule einerlei. Ferner läſst sich leicht einsehen, daſs eine oberhalb *IOK* befindliche und durch diese Ebene begrenzte Wassermasse auf die ganze Wassersäule *OS* eben so stark, aber in entgegen gesetzter Richtung, wirkt, als eine unterhalb *IOK* liegende, durch

diese Ebene begrenzte, Wassermasse, die unterwärts als unbegrenzt angenommen wird; denn jeder Punkt *r* bleibt zwischen beiden Attractionen im Gleichgewichte, wenn beide Massen zugleich da sind. Wir fanden vorhin die Wirkung der durch die Ebene *IOK* begrenzten Masse $= K$, die Wirkung des untern oder obern Meniscus $= \frac{H}{b}$, also die Wirkung der Kugel *NOM* auf *OS*, $= K - \frac{H}{b}$, weil nämlich K, oder die Wirkung der oberhalb *IOK* befindlichen Masse, aus den nach einerlei Richtung wirkenden Attractionen der Kugel und des Meniscus zusammen gesetzt ist. Dagegen ist die Wirkung der Kugel *POQ* auf die innerhalb liegende, gegen den Mittelpunkt gerichtete, Säule *OS* ist $= K + \frac{H}{b}$, weil ihre unterwärts gerichtete Attraction, zusammen genommen mit der aufwärts gerichteten des Meniscus, $= K$ seyn muss. Aus dem Vorigen erhellet noch, dass $K + \frac{H}{b}$ die Wirkung eines in ein Kugelsegment endenden Körpers auf eine innerhalb liegende, gegen die Mitte der Oberfläche des Segments senkrechte, Wassersäule ausdruckt. Es ist also allgemein $K \pm \frac{H}{b}$ die Kraft, mit welcher ein oberwärts in ein Kugelsegment sich endigender Körper, wie (Fig. 4.) *MEFN*, die gegen die Mitte desselben senkrechte Wassersäule *OZ* niederwärts zieht, und es gilt hier das Zeichen + für die *convexe*, das Zeichen — für die *concave* Oberfläche.

3. Wenn der anziehende Körper sich nicht in eine Kugelfläche, sondern in *irgend eine andere krumme Fläche* endigt, so kann man die Wirkung auf eine in irgend einem Punkte der Oberfläche senkrechte Wassersäule mit Hülfe des osculirenden Ellipsoids für diese Oberfläche bestimmen. Die Wirkung ist nämlich eben so, als wenn die ganze Oberfläche mit diesem osculirenden Ellipsoide völlig überein stimmte, indem, wegen der äusserst beschränkten Wirkungssphäre der hier wirkenden Kräfte, der zwischen dem Ellipsoide und der wahren Oberfläche eingeschlossene Meniscus erst in Entfernungen, die für diese Wirkungssphäre viel zu groſs sind, eine merkliche Dicke erhält. Die schon oben gemachte Bemerkung, daſs die Gröſse $\frac{H}{b}$ gegen K von der Ordnung $\frac{z}{b}$ ist (wo z kleiner als der Halbmesser der Wirkungssphäre, b aber eine endliche, angebliche Gröſse ist), läſst leicht den Grund übersehen, warum ferner die Wirkung des zwischen der Oberfläche und dem osculirenden Ellipsoide enthaltenen Meniscus, gegen $\frac{H}{b}$, von der Ordnung $\frac{z}{b}$ ist, und also weggelassen werden kann.

Da die Wassersäule, auf welche der Körper wirkt, auf den Punkt der Oberfläche, welchen sie trifft, senkrecht ist, so stimmt ihre Richtung mit der Richtung der einen Achse des osculirenden Ellipsoides überein. Diese Achse sey $= 2a$, und die beiden andern $= 2a'$ und $= 2a''$. Legt man nun

durch jene Achse und jede der beiden andern Achsen Ebenen, so ist für den Punkt, wo die Wassersäule die Oberfläche berührt, der Krümmungshalbmesser der beiden Ellipsen $= \frac{a'^2}{a}$ und $= \frac{a''^2}{a}$. Ist nun ferner durch die Achse a eine Ebene gelegt, die mit der durch a und a' gelegten den Winkel ϑ macht, so ist der Durchschnitt dieser mit dem Ellipsoide eine Ellipse, deren eine Achse wieder $= 2a$ ist, und die andere $= 2A$, wenn $A^2 = \frac{a'^2 . a''^2}{a'^2 . \sin.^2\vartheta + a''^2 . \cos.^2\vartheta}$ ist. Der Krümmungshalbmesser dieser Ellipse im Berührungspunkte der Wassersäule ist $= \frac{A^2}{a}$; setzt man ihn daher $= B$, und ferner $\frac{a'^2}{a} = b$, und $\frac{a''^2}{a} = b'$, so wird

$$\frac{1}{B} = \frac{1}{b'} \sin.^2\vartheta + \frac{1}{b} \cos.^2\vartheta.$$

Die Wirkung des Stückes, welches zwischen jener Ebene und der unter dem Winkel $d\vartheta$ gegen sie geneigten, gleichfalls durch die Achse a gehenden Ebene liegt, auf die Wassersäule, ist fast genau einerlei mit der Wirkung eines ähnlichen Kugelstückes vom Halbmesser B, also $= \frac{1}{2\pi} d\vartheta \left(K + \frac{H}{B}\right)$ und daher die *Wirkung des ganzen Ellipsoids*

$$= \frac{1}{2\pi}\int d\vartheta \left(K + \frac{H.\sin.^2\vartheta}{b'} + \frac{H\cos.^2\vartheta}{b}\right) = K + \tfrac{1}{2}H\left(\frac{1}{b} + \frac{1}{b'}\right)$$

weil das vollständige Integral sich von $\vartheta = o$ bis $\vartheta = 2\pi$ erstreckt. Nennt man B und B' die Krümmungshalbmesser zweier durch die Achse gehenden, gegen einander senkrechten, Ebenen, so ist $\frac{1}{b} + \frac{1}{b'} = \frac{1}{B} + \frac{1}{B'}$, und daher die gesuchte

Wir-

Wirkung $= K + \frac{1}{2}H\left(\frac{1}{B} + \frac{1}{B'}\right)$. Es ist also die Wirkung eines Körpers von willkürlicher Gestalt auf ein Fluidum, welches in einen unendlich engen, auf irgend einen Punkt der Oberfläche dieses Körpers senkrechten, Kanal eingeschlossen ist, gleich der halben Summe von der Wirkung zweier Kugeln, deren Halbmesser so groß wären, als an diesem Punkte die Krümmungshalbmesser irgend zweier Durchschnittslinien sind, welche durch zwei auf einander und auf diese Oberfläche senkrechte, durch jenen Punkt gehende, Ebenen mit der Oberfläche des Körpers gebildet werden. Diese Krümmungshalbmesser sind negativ, wenn die Oberfläche an dieser Stelle hohl ist, und es kann der eine positiv, der andere negativ seyn, wenn die Krümmung nach einer Richtung hohl und nach der darauf senkrechten convex ist, wie dieſs bei den Schraubengängen der Fall ist.

B. *Ueber die Gestalt der Oberfläche des Fluidums im Haarröhrchen.*

4. Um die Gestalt der Oberfläche des im Haarröhrchen enthaltenen Flüssigen zu bestimmen, kann man *entweder* von dem Grundsatze ausgehen, daſs in einem krummlinigten Kanale, der sich in zwei verschiedenen Punkten der Oberfläche endigt, Gleichgewicht Statt finden muſs, *oder* man kann dabei das Princip zum Grunde legen, daſs in jedem Punkte der Oberfläche die Summe der Kräfte auf die Oberfläche senkrecht seyn muſs.

Wir werden zuerst die erste Methode wählen, die sich dadurch empfiehlt, daſs man bloſs die Kraft $H\left(\frac{1}{b}+\frac{1}{b'}\right)$ zu bestimmen und mit der Schwere zu vergleichen braucht. Zwar ist sie in der Oberfläche unvergleichlich viel wirksamer, als die Schwere; aber weil ihre Wirkungssphäre so sehr klein ist, so läſst sich dessen ungeachtet ihre Einwirkung auf eine Säule von angeblicher Länge mit der Wirkung der Schwere auf eine solche Säule vergleichen.

Es sey O (Fig. 71) der niedrigste Punkt der Oberfläche AOB des in eine Röhre eingeschlossenen Wassers; z bedeute die vertikale Ordinate OM; und x, y die beiden horizontalen Ordinaten irgend eines Punktes N der Oberfläche. Bezeichnet man nun mit R, R' den gröſsten und den kleinsten Krümmungshalbmesser der Oberfläche in N, und mit b, b' den gröſsten und den kleinsten Krümmungshalbmesser in O, so ist die Gleichung für das Gleichgewicht des in dem unendlich engen Kanale NSO enthaltenen Wassers:

$$K-\tfrac{1}{2}H\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)+gz=K-\tfrac{1}{2}H\left(\frac{1}{b}+\frac{1}{b'}\right);$$

wenn g die Kraft der Schwere bedeutet. Es ist nämlich, wie aus dem Vorigen erhellet, $K-\tfrac{1}{2}H\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$ im Punkte N die Wirkung des Fluidums auf den Kanal, und diese wird durch das Gewicht, $=gz$, einer Wassersäule von der Höhe z unterstützt, um der in O Statt findenden Wirkung des Wassers auf den Kanal das Gleichgewicht zu halten.

Wollte man diese Gleichung allgemein auflösen, so müsste man R und R' durch die Coordinaten und durch ihre ersten und zweiten Differentiale ausdrucken *), welches auf eine sehr verwickelte Gleichung führt, die sich indess bei Oberflächen, die durch Umdrehung entstanden sind, sehr vereinfacht. Es sey also die Oberfläche durch Umdrehung um die Achse der z entstanden, und es sey $u^2 = x^2 + y^2$, so ist

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} = \frac{\frac{ddz}{du^2} + \frac{1}{u} \cdot \frac{dz}{du}\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)^3}},$$

und die obige Gleichung wird demnach

$$\frac{\frac{d^2z}{du^2} + \frac{1}{u} \cdot \frac{dz}{du}\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)^3}} - \frac{2gz}{H} = \frac{2}{b},$$

weil nämlich $b = b'$ ist im Punkte o, wenn die Oberfläche durch Umdrehung um die Achse der z entstanden ist. Man kann noch bemerken, dass

$\frac{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)^3}}{\frac{d^2z}{du^2}}$ demjenigen Krümmungshalbmesser gleich ist, welcher in einer durch die Umdrehungsachse gehenden Ebene liegt, hingegen ist

$\frac{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}}{\frac{1}{u} \cdot \frac{dz}{du}}$ der andere Krümmungshalbmesser,

*) Hierzu findet man Anleitung in Monge *Application de l'analyse à la géometrie.*, *Tome* 2. *p.* 112. *Br.*

gleich der bis an die Umdrehungsachse verlängerten Senkrechten auf diese Achse.

Setzt man in der vorigen Gleichung $\frac{g}{H} = \alpha$, so findet man, nachdem sie mit udu multiplicirt worden, ihr Integral

$$\frac{u \cdot \frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} - 2\alpha \int zudu = \frac{u^2}{b} + Const.$$

wo die $Const. = o$ ist, wenn $\int zudu$ mit u zugleich verschwinden soll. Um diese Gleichung durch Näherung zu integriren, sey $u' = u + \frac{2\alpha b}{u} \int zudu$, woraus folgt $dz = \frac{u' . du}{\sqrt{(b^2 - u'^2)}}$. Wäre $\alpha = o$, so würde $u' = u$ und $z = b - \sqrt{(b^2 - u^2)}$ seyn, und wir können nun diesen Werth als eine erste Annäherung in den Werth des Integrals $\int zudu$ setzen, welches dann giebt:

$$\frac{2\alpha b}{u} \int zudu = \frac{\alpha b}{u} [bu^2 + \tfrac{2}{3}(b^2 - u^2)^{\frac{3}{2}} - \tfrac{2}{3} b^3].$$

Das Differential des letzten Theiles dieser Gleichung ist

$$\frac{\alpha b^2 du\,(3u^2 + 2b^2)}{3u^2} - \frac{2\alpha b . du}{3u^2} . \sqrt{(b^2 - u^2)} . (b^2 + 2u^2),$$

und man kann hier, wenn man Grössen von der Ordnung α^2 weglässt, überall u' statt u setzen. Dann findet man aus der Gleichung $u = u' - \frac{2\alpha b}{u} \int zudu$,

$$du = du'(1 - \alpha b^2) + \frac{2\alpha b}{3u'^2} du' [-b^3 + (b^2 + 2u'^2) \sqrt{(b^2 - u'^2)}]$$

also

$$dz = \frac{u' du' . (1 - \alpha b^2)}{\sqrt{(b^2 - u'^2)}} + \frac{2\alpha b . du'}{3u'} \left(b^2 + 2u'^2 - \frac{b^3}{\sqrt{(b^2 - u'^2)}}\right).$$

Diese Gleichung wird bequemer, wenn man $u' = b . \sin. \vartheta$ setzt, dann ist

$$\frac{dz}{b} = d\vartheta . \sin. \vartheta (1 - \alpha b^2) + \frac{2\alpha b^2}{3} \cdot d\vartheta . \left(\sin. 2\vartheta - \frac{\sin \frac{1}{2}\vartheta}{\cos. \frac{1}{2}\vartheta} \right),$$

folglich

$$\frac{z}{b} = (1 - \alpha b^2) . (1 - \cos. \vartheta) + \frac{\alpha b^2}{3} (1 - \cos. 2\vartheta) + \tfrac{4}{3} \alpha b^2 \log. \cos. \tfrac{1}{2}\vartheta,$$

wenn die beständige Grösse so genommen wird, dass z und ϑ zugleich verschwinden *).

Nennt man nun l den Halbmesser der Röhre und erinnert sich, dass dieser Halbmesser äusserst nahe einerlei ist mit dem äussersten Werthe von u, (*nämlich* nur in so fern davon verschieden, als un*mittelbar* an der Röhrenwand die Oberfläche durch die Wand afficirt, also nicht mehr genau durch unsere Gleichung ausgedruckt wird,) so findet man den äussersten Werth von u'

$$u' = l + \alpha b^2 l - \tfrac{2}{3} \alpha . \frac{b^4}{l} + \tfrac{2}{3} \alpha \cdot \frac{b^4}{l} \cos.^3 \vartheta',$$

wo ϑ' der äusserste Werth von ϑ ist, nämlich das Complement des Winkels, welchen der äusserste

*) Herr La Place erklärt sich über die eigentliche Bedeutung von ϑ nicht genau. Meiner Meinung nach ist diese folgende. In Fig. 8. sey O der niedrigste Punkt der Oberfläche, $OP = b$ der Krümmungshalbmesser an dieser Stelle; OQ der mit diesem Halbmesser beschriebene Kreis, OR die Oberfläche des Fluidums, so ist $RS = u$, aber $QT = b . \sin. \vartheta$, wenn man $OPQ = \vartheta$ setzt. Es scheint also, dass wegen der geringen Verschiedenheit von u, u' und QT diese Grössen verwechselt werden dürfen. Dass ϑ die Bedeutung, welche ich hier angebe, beinahe habe, erhellet aus dem Folgenden, wo der Winkel, den die Oberfläche OR mit RU (welche mit PO parallel ist) macht, $= \vartheta$ ist. *Br.*

Theil der Oberfläche mit der Röhrenwand bildet. Derselbe äusserste Werth von u' ist auch $= b \, . \, \sin. \vartheta'$, wo dann aus Vergleichung beider Werthe von u' folgt: $b = \frac{l}{\sin. \vartheta'} + \frac{\alpha b^2 l}{\sin. \vartheta'} - \frac{\frac{2}{3}\alpha b^4 (1 - \cos.^3 \vartheta')}{l \, . \sin. \vartheta'}$, oder beinahe

$$b = \frac{l}{\sin. \vartheta'} + \frac{\alpha l^3}{\sin.^3 \vartheta'} - \frac{\frac{2}{3}\alpha l^3}{\sin.^5 \vartheta'} + \frac{\frac{2}{3}\alpha l^3 . \cos.^3 \vartheta}{\sin.^5 \vartheta'}.$$

Hieraus folgt der äusserste Werth von z,

$$z = l . \tang. \tfrac{1}{2}\vartheta \left(1 - \tfrac{2}{3}\alpha \frac{l^2 (1 - \cos.^3 \vartheta')}{\sin.^4 \vartheta'}\right) + \frac{2\alpha l^3}{3 . \sin. \vartheta'} + \frac{4\alpha l^3 . \log. \cos. \frac{1}{2}\vartheta'}{3 . \sin.^3 . \vartheta'},$$

und endlich

$$\frac{1}{b} = \frac{\sin. \vartheta'}{l} \left(1 - \frac{\alpha l^2}{\sin.^2 \vartheta'} \left(1 - \frac{2}{3} \frac{(1 - \cos.^3 \vartheta')}{\sin.^2 \vartheta'}\right)\right),$$

durch Näherung, wo Glieder von der Ordnung α^2 weggelassen werden.

Man kann sich leicht versichern, dass die Werthe von z und $\frac{1}{b}$ noch Statt finden, wenn die Oberfläche des Fluidums *convex* ist, nur mit dem Unterschiede, dass man dann die z vom höchsten Punkte der Oberfläche niederwärts rechnen muss.

5. *) Diese ganze Analyse beruht auf dem Princip des Gleichgewichts in Kanälen, welches in der Aussage besteht, dass eine homogene flüssige Masse, auf welche anziehende Kräfte wirken, im Gleichgewichte ist, wenn das Gleichgewicht in einem jeden Kanale Statt findet, dessen beide Enden

*) Hier eingeschaltet aus dem *Supplément etc.* *Br.*

in der freien (durch kein Gefäfs beschränkten) Oberfläche des Flüssigen liegen. Dieses Princip selbst läfst sich leicht folgender Masen beweisen.

Wir wollen uns im Innern des Flüssigen einen in sich zurück kehrenden Kanal von überall gleicher, unendlich geringer, Weite vorstellen. Beschreibt man nun um den auf dieses Fluidum wirkenden anziehenden Punkt, mit willkürlichem Halbmesser, eine Kugelfläche, welche den Kanal schneidet, so schneidet sie ihn wenigstens in zwei, oder überhaupt in einer geraden Anzahl von Punkten. Dasselbe findet bei einer zweiten, um denselben Punkt mit einem unendlich wenig verschiedenen Halbmesser beschriebenen, Kugelfläche Statt, und diese beiden Kugelflächen schneiden also wenigstens zwei unendlich kleine Stücke des Kanals ab. Diese abgeschnittenen Stückchen werden durch die anziehende Kraft auf gleiche Weise afficirt, und da ihre, nach der Richtung der Kraft gerechneten, Höhen gleich sind, so halten die Einwirkungen der Attraction, welche auf diese beiden kleinen Stücke Statt finden, einander das Gleichgewicht. Der ganze in sich zurück kehrende Kanal ist also in Rücksicht auf die Attraction eines einzigen Punktes im Gleichgewichte, und man übersieht leicht, dafs eben das Statt findet, wenn der anziehenden Punkte mehrere sind. Wir wollen jetzt annehmen, dafs ein Theil dieses Kanals sich an der Oberfläche des Flüssigen befinde, und sich längs derselben hin krümme, so wird gleichwol

das Gleichgewicht fortdauern; und wenn man nun annimmt, dafs das Gleichgewicht in dem im Innern liegenden Theile des Kanals für sich bestehe, so wird auch in dem längs der Oberfläche befindlichen Theile das Gleichgewicht Statt finden. Das Gleichgewicht in diesem letztern Theile kann nur auf zweierlei Weise bestehen: *entweder* indem in jedem Punkte des Kanals die Summe der wirkenden Kräfte auf die Wände senkrecht ist, *oder* indem der Druck am einen Ende durch einen entgegen gesetzten Druck am andern Ende aufgehoben wird; aber im letztern Falle kann das Gleichgewicht in dem längs der Oberfläche befindlichen Theile des Kanals nicht Statt finden, wenn die beiden Enden dieses Kanals sich in dem Theile des Flüssigen an der Oberfläche befinden, welcher nach einerlei Richtung drückt *). Die Voraussetzung also, dafs allgemein in jedem mit beiden Enden an der freien Oberfläche ausgehenden Kanale Gleichgewicht Statt finde, führt zu der nothwendigen Folgerung, dafs in einem, theils innerhalb, theils längs der Oberfläche hin, gekrümmten Kana-

*) Diese letztern Worte scheinen mir nicht so klar, als das Vorige. — In einem wirklichen in Wände eingeschlossenen Kanale kann das Gleichgewicht bestehen, wenn an beiden Enden ein entgegen gesetzter Druck Statt findet, da die Wände das seitwärts Ausweichen hindern; da aber das nicht der Fall ist an der freien Oberfläche des Flüssigen, so kann da das Gleichgewicht nur dadurch bestehen, dafs in jedem Punkte die Kräfte senkrecht auf die Oberfläche und nach dem Innern des Fluidums zu gerichtet sind. *Br.*

le, an jedem Punkte des letztern Theiles, die Summe der Kräfte auf die Richtung des Kanals senkrecht seyn muſs. Dieses kann aber nicht bei jeder Richtung des längs der Oberfläche ganz willkürlich angenommenen Kanals Statt finden, wenn nicht die Summe der Kräfte auf die Oberfläche selbst senkrecht ist. Denn wäre dieſs nicht, so lieſse diese aus allen einzelnen resultirende Kraft sich mit der Richtung der Oberfläche parallel und auf sie senkrecht zerlegen; die erstere aber würde durch die Wand jedes längs der Oberfläche angenommenen Kanals nicht zerstört, und folglich bestände das Gleichgewicht nicht. Das Princip des Gleichgewichts in jedem Kanale, dessen Enden in der Oberfläche liegen, ist also nothwendig mit der Bedingung verbunden, daſs die Summe der Kräfte auf die Oberfläche senkrecht sey; und dieses ist das zweite der oben erwähnten Principe. Die Gleichungen, welche man aus beiden folgert, müssen folglich identisch, oder die eine das Differential der andern seyn. Wirklich ist auch die Gleichung, welche aus der letzten Voraussetzung folgt, das Differential der erstern. Denn die aus dem Gleichgewichte in einem an der Oberfläche endenden Kanale gefolgerte Gleichung enthält nur Differentiale der zweiten Ordnung, statt daſs die Tangentialkraft an der im Haarröhrchen gebildeten Oberfläche durch Differentiale der dritten Ordnung bestimmt wird, indem sie aus der nach der Richtung der Oberfläche zerlegten Schwer-

kraft und der Attraction des zwischen der Oberfläche und dem osculirenden Ellipsoid liegenden Meniscus entsteht, welche letztere von Differentialen der dritten Ordnung abhängt. So läſst sich also übersehen, daſs diese Gleichung das Differential der nach der vorigen Methode gefundenen seyn muſs. Es ist indeſs interessant, dieses auch durch die Analyse bestätigt zu sehen, welches dann zugleich zur Versicherung von der Richtigkeit der Theorie dienen wird.

Wir wollen zu dem Ende einen mit O bezeichneten Punkt der Oberfläche zum Anfangspunkte der Coordinaten annehmen, und als Achse der Ordinaten z die in diesem Punkte auf die Oberfläche senkrechte Linie. Alle Mahl läſst sich der durch die Gleichung für die Oberfläche gegebene Werth von z durch eine Reihe von folgender Form ausdrucken:

$$z = Ax^2 + \lambda xy + By^2 + Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3 + etc.$$

Die drei ersten Glieder dieses Ausdruckes beziehen sich auf das die Oberfläche osculirende Ellipsoid, oder genauer auf das osculirende Paraboloid; und da dieses, für sich allein betrachtet, gegen die Achse der z symmetrisch ist, also die gesammte Attraction derselben auf den Punkt O nach der Achse der z gerichtet ist, so kann die von der ganzen Masse bewirkte Tangentialkraft für den Punkt O nur aus der Attraction des Körpers entstehen, dessen Oberfläche durch die Gleichung $z = Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3 + etc.$ bestimmt

wird, und der also der Unterschied der ganzen Masse und des osculirenden Paraboloids ist.

Um die Tangentialkraft, welche aus der Attraction jedes Differential-Körpers auf O entspringt, zu bestimmen, bezeichne man mit f den Abstand irgend eines Elements dieses Körpers von O, und nenne ϑ den Winkel, welchen diese Abstandslinie mit der Achse der x macht. Weil die Attraction nur in äusserster Nähe merklich ist; so kann man x, y und f als in einer Ebene liegend betrachten, nämlich in derjenigen, welche die Oberfläche in O berührt; und man darf, da x, y, f immer sehr klein bleiben, ihre Potenzen und Produkte, wenn sie die dritte Ordnung übersteigen, weglassen. Das anziehende Theilchen ist nach dieser Bezeichnungsart $= fdf \,.\, d\vartheta \,.\, [Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3]$, und man erhält, wenn $\varphi(f)$ das Gesetz der Attraction andeutet, die Wirkung dieses Theilchens auf O, zerlegt nach der Richtung der x,

$$= fdf \,.\, \varphi(f)\, d\vartheta \,.\, cos.\vartheta \,.\, [Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3],$$

und nach der Richtung der y,

$$= fdf \,.\, \varphi(f)\, d\vartheta \,.\, sin.\vartheta \,.\, [Cx^3 + Dx^2y + Exy^2 + Fy^3].$$

Hieraus folgt, da $x = f \,.\, cos.\vartheta$, und $y = f \,.\, sin.\vartheta$, die Attraction der ganzen flüssigen Masse nach der Richtung der x,

$$= \iint f^4 df \,.\, \varphi(f)\, d\vartheta\, [C \,.\, cos.^4\vartheta + D \,.\, cos.^3\vartheta \,.\, sin.\vartheta + E \,.\, cos.^2\vartheta\, sin.^2\vartheta + F \,.\, cos.\vartheta\, sin.^3\vartheta],$$

und nach der Richtung der Ordinate y,

$$= \iint f^4 df \,.\, \varphi(f)\, d\vartheta\, [C \,.\, cos.^3\vartheta \,.\, sin.\vartheta + D \,.\, cos.^2\vartheta \,.\, sin.^2\vartheta + E \,.\, cos.\vartheta \,.\, sin.^3\vartheta + F \,.\, sin.^4\vartheta].$$

Nimmt man hier die Integrale in Beziehung auf ϑ von $\vartheta = o$ bis $\vartheta = 2\pi =$ dem ganzen Umfange, so findet man

das erste Integral $= \frac{1}{4}\pi\,(3C + E)\int f^4 df.\,\varphi(f)$,

das zweite $= \frac{1}{4}\pi\,(3F + D)\int f^4 df.\,\varphi(f)$.

Das in Beziehung auf f genommene Integral kann zwischen den Grenzen $f = o$ und $f = \infty$ genommen, und als von den Grenzen der anziehenden Masse unabhängig angesehen werden, weil die etwas entfernten Theile hier gar nicht in Betrachtung kommen. Setzen wir hier wieder $\int df.\,\varphi(f) = c - \Pi(f)$, eben so wie oben, so ist

$$\int f^4 df.\,\varphi(f) = -f^4\Pi(f) + 4\int f^3 df.\,\Pi(f),$$

wenn das Integral mit $f = o$ verschwindet. In diesem Ausdrucke ist $-f^4\,\Pi(f)$ gleich null, wenn $f = \infty$, wegen der äussersten Schnelligkeit, mit welcher $\Pi(f)$ bei wachsendem f abnimmt. Man kann die Functionen $\varphi(f)$ und $\Pi(f)$ am besten mit den Exponentialgrössen von der Form e^{-if} vergleichen, wo e die Basis des natürlichen Logarithmensystems, und i eine sehr grosse Zahl ist; hier ist nämlich e^{-if} endlich für $f = o$, und verschwindet für $f = \infty$; auch nimmt diese Grösse so erstaunlich schnell ab, dass $f^n.\,e^{-if}$ alle Mahl $= o$ ist für $f = \infty$, der Exponent n mag einen Werth haben, welchen man will.

Wir setzen ferner, wie oben (in Nr. 1.), $\int f df.\,\Pi(f) = c' - \Upsilon(f)$, so wird

$$4\int f^3 df.\,\Pi(f) = -4f^2\,\Psi(f) + 8\int f df.\Psi(f),$$

und wieder wird für $f = \infty$, das Glied $4f^2\,\Psi(f) = 0$. Nimmt man alſo die Integrale von $f = 0$ bis $f = \infty$, ſo iſt

$$\int f^4 df\,\Phi(f) = 8\int f df.\Psi(f),$$

und wenn man, wie in Nr. 1, das Integral $\int f df\,\Psi(f)$, zwiſchen den Grenzen $f = 0$ und $f = \infty$ genommen, $= \frac{H}{2\pi}$ ſetzt, ſo wird eben jener Ausdruck

$$= \frac{4H}{\pi},$$

und daraus ergeben ſich dann die Tangentialkräfte, parallel mit der Achſe der x,

$$= (3C + E)\,H,$$

und parallel mit der Achſe der y

$$= (3F + D)\,H.$$

Ueberlegt man nun, daſs, weil die Achſe der z ſenkrecht auf die Oberfläche in O iſt, $\left(\frac{dz}{dx}\right) = \left(\frac{dz}{dy}\right) = 0$ wird, und folglich aus bekannten Gründen

$$z = \tfrac{1}{2}\left(\frac{d^2z}{dx^2}\right)x^2 + \left(\frac{d^2z}{dx\,.\,dy}\right)xy + \left(\frac{d^2z}{dy^2}\right)\tfrac{1}{2}y^2 + \left(\frac{d^3z}{dx^3}\right)\cdot\tfrac{1}{6}x^3 + \left(\frac{d^3z}{dx^2.\,dy}\right)\cdot\tfrac{1}{2}x^2y + \left(\frac{d^3z}{dx\,.\,dy^2}\right)\frac{xy^2}{2} + \left(\frac{d^3z}{dy^3}\right)\tfrac{1}{6}y^3.$$

Es wird alſo für den Punkt O durch dieſe Gleichung der Werth von C, D, E, F leicht beſtimmt, und wenn man dieſe Werthe in die Gleichungen für die Tangentialkräfte ſetzt, ſo findet man dieſe

$$= \frac{1}{2}H\left[\left(\frac{d^3z}{dx^3}\right)+\left(\frac{d^3z}{dxdy^2}\right)\right]$$

und $$= \frac{1}{2}H\left[\left(\frac{d^3z}{dy^3}\right)+\left(\frac{d^3z}{dx^2dy}\right)\right].$$

Es sey nun g die Kraft der Schwere und $-du$ das Element ihrer Richtung. In dem Falle, da die Summe der Tangentialkräfte null ist, oder das Gleichgewicht besteht, muſs die Summe der Produkte aller Kräfte in das Differential ihrer Richtung $= o$ seyn, also

$$\frac{1}{2}H\left[\left(\frac{d^3z}{dx^3}\right)dx+\left(\frac{d^3z}{dx^2dy}\right)dy+\left(\frac{d^3z}{dxdy^2}\right)dx + \left(\frac{d^3z}{dy^3}\right).dy\right] - gdu = o.$$

Aus der Theorie der krummen Flächen läſst sich aber zeigen, daſs in dem Punkte, wo die Achse der z auf die Fläche senkrecht ist, das in $\frac{1}{2}H$ multiplicirte Glied $= d.\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right)$ ist, wenn R, R' den gröſsten und kleinsten Krümmungshalbmesser an dieser Stelle bedeuten. Jene Gleichung giebt also $d.\left(\frac{1}{R}+\frac{1}{R'}\right) - \frac{2g.du}{H} = o,$ welches ebenfalls das Differential der oben im Anfange von §. 4. gefundenen Gleichung ist, wenn nämlich das Integral so genommen wird, daſs es im niedrigsten Punkte der Oberfläche verschwindet.

C. *Bestimmung der Höhe, welche das Fluidum im Haarröhrchen erreicht.*

a) *In cylindrischen Haarröhrchen.*

6. Da die Kraft, mit welcher der Meniscus *MIOKN* (Fig. 4.) das Fluidum des Kanals *OZ* zu heben strebt,

$= \frac{H}{b}$ ist (nach 1), so wird $\frac{H}{b} = gq$ seyn, wenn q die Höhe bedeutet, um welche das Fluidum über das Niveau des Gefäſses im Haarröhrchen erhoben wird. Der am Ende von §. 4. für $\frac{1}{b}$ gefundene Werth ergiebt für Haarröhrchen, die cylindrisch sind,

$$q = \frac{H.\sin.\vartheta'}{gl} \cdot \left[1 - \frac{\alpha l^2}{\sin.^2\vartheta'}\left(1 - \frac{2}{3}\frac{(1-\cos.^3\vartheta')}{\sin.^2\vartheta'}\right)\right].$$

Da $\alpha = \frac{g}{H}$ war, und hier beinahe $q = \frac{H.\sin.\vartheta'}{gl}$ ist, so kann man $\alpha = \frac{\sin.\vartheta'}{ql}$ als einen genäherten Werth in die vorige Gleichung setzen, welches dann giebt

$$q = \frac{H.\sin.\vartheta'}{gl}\left[1 - \frac{l}{q.\sin.\vartheta'}\left(1 - \frac{2}{3}\frac{(1-\cos.^3\vartheta')}{\sin.^2\vartheta'}\right)\right].$$

Hier sind $\frac{H}{g}$ und ϑ' Gröſsen, die vom Halbmesser der Röhre $= l$ unabhängig sind, und bloſs durch die Natur des Fluidums und der Materie der Röhrenwand bestimmt werden, und man hat daher, weil $\frac{l}{q}$ gewöhnlich klein ist, beinahe $q = \frac{H.\sin.\vartheta'}{gl} = \frac{const.}{gl}$, oder q sehr nahe dem Durchmesser des Haarröhrchens umgekehrt proportional, wie es auch die Erfahrung ergiebt.

Um zu bestimmen, wie viel der genaue Werth von q von diesem ersten Gliede des gefundenen Werthes abweiche, wollen wir ϑ' dem Quadranten gleich setzen, wie es bei Wasser in Glasröhren zu seyn scheint. Dann würde unser gefundener Werth

für $q = \frac{H}{gl}\left(1 - \frac{l}{3q}\right)$ oder beinahe $= \frac{H}{gl} - \frac{1}{3}l$. Nimmt man alſo den Durchmeſſer der Röhre = 2 Millimeter, oder $l = 1$ Millimeter, in welchem Falle die Erfahrung für Waſſer in Glasröhren $q = 6{,}784$ Millim. giebt, ſo würde der Fehler noch nicht $\frac{1}{20}$ der ganzen Höhe betragen, und dieſer Fehler wird bei engern Röhren noch geringer, da er wie das Quadrat von l abnimmt. Man kann alſo die einfache Regel, daſs die Höhe des Fluidums über dem Niveau dem Halbmeſſer der Röhre umgekehrt proportional iſt, als ſehr nahe richtig annehmen.

Wäre die Oberfläche des Flüſſigen im Haarröhrchen *convex*, und man ſtellt ſich den längs der Achſe derſelben hinab gehenden unterhalb der Röhrenwand zur Oberfläche im Gefäſse hinauf krümmenden Kanal vor; ſo iſt die Wirkung des in der Röhre enthaltenen Flüſſigen auf den Kanal $= K + \frac{H}{b}$; die Wirkung des Flüſſigen im Gefäſse auf den Kanal $= K$, und dieſe wird durch das Gewicht der jetzt im Gefäſse höher ſtehenden Säule unterſtützt, ſo daſs $K + \frac{H}{b} = K + gq$, und auch hier q eben ſo beſtimmt wird wie im vorigen Falle.

In einem *gegen den Horizont geneigten Röhrchen* wird die Oberfläche des Fluidums faſt genau ſo ſeyn, wie in dem vertikalen Röhrchen, weil die Wirkung der Schwere nur Glieder, die mit a multiplicirt ſind, und alſo bei engen Röhren wegge-

gelassen werden dürfen, in die Rechnung einführt. Heisst also hier q die vertikale Höhe über dem Niveau des umgebenden Fluidums, so wird noch $q = \frac{H . \sin . \vartheta'}{gl}$ seyn, welches auch mit der Erfahrung überein stimmt.

b) *In prismatischen Haarröhrchen* *).

7. Die Untersuchung läſst sich noch in gröſserer Allgemeinheit auf folgende Weise anstellen. Es sey die Röhre, welche in das gröſsere mit Wasser gefüllte Gefäſs eingetaucht ist, *prismatisch;* die Oberfläche des innerhalb derselben erhobenen Fluidums sey concav, und man bestimme diese Oberfläche durch horizontale gegen einander senkrechte Coordinaten x, y, und durch eine vertikale Ordinate z, deren Anfangspunkt im niedrigsten Punkte der Oberfläche liegt. Die Höhe dieses niedrigsten Punktes über dem Niveau des umgebenden Fluidums sey $= h$. Wenn man sich nun einen unendlich engen Kanal vorstellt, der von irgend einem Punkte der Oberfläche des Flüssigen in der Röhre ausgehend, sich unter der Röhrenwand hinkrümmt, und sich an der Niveaufläche des Fluidums im Gefäſse endigt; so wird die Höhe jenes Punktes der Oberfläche in der Röhre über dem Niveau $= h + z$ seyn. Für ein Fluidum, dessen Dichtigkeit $= D$ ist, hat man also die Gleichung

$$gD(h + z) = \tfrac{1}{2} H \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R'}\right)$$

als Bedingung des Gleichgewichts in dem Kanale.

*) Eingeschaltet aus dem *Supplément etc.* *Br.*

Die Lehre von den allgemeinen Eigenschaften krummer Flächen ergiebt, wenn man $\left(\frac{dz}{dx}\right) = p$ und $\left(\frac{dz}{dy}\right) = q$ fetzt, und R, R' als den gröfsten und kleinften Krümmungshalbmeffer der Fläche in dem durch die Coordinaten x, y, z beftimmten Punkte annimmt, die Gleichung

$$\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} = \frac{(1+q^2)\left(\frac{dp}{dx}\right) - pq\left\{\left(\frac{dp}{dy}\right) + \left(\frac{dq}{dx}\right)\right\} + (1+p^2)\left(\frac{dq}{dy}\right)}{(1+p^2+q^2)^{\frac{3}{2}}},$$

woraus dann für das Gleichgewicht folgt:

$$\frac{(1+q^2)\left(\frac{dp}{dx}\right) - pq\left\{\left(\frac{dp}{dy}\right) + \left(\frac{dq}{dx}\right)\right\} + (1+p^2)\left(\frac{dq}{dy}\right)}{(1+p^2+q^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{2gD}{H}(h+z).$$

Multiplicirt man diefe Gleichung mit $dx \cdot dy$, integrirt fie in Beziehung auf dx und dy, und bemerkt, dafs der erfte Theil der Gleichung

$$= \left(\frac{d \cdot \frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dx}\right) + \left(\frac{d \cdot \frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dy}\right) \text{ ift,}$$

fo wird

$$\iint dx.dy \left[\left(\frac{d \cdot \frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dx}\right) + \left(\frac{d \cdot \frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dy}\right)\right] = \frac{2gD}{H} \iint (h+z)\, dx.dy.$$

Die doppelten Integrale müffen für die ganze Gröfse des horizontalen Querfchnitts des Prisma's genommen werden, und dann ift $gD \iint (h+z)\, dx.dy$ das Gewicht des durch die Haarröhrchen-Kraft

über das Niveau erhobenen Fluidums. Man kann also dieses Integral $= gD.V$ setzen, wenn V das Volumen dieser flüssigen Masse bezeichnet.

Das doppelte Integral $\iint dx.dy \left(\frac{d.\frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dx} \right)$ giebt, in Beziehung auf x integrirt,

$$= \int dy \left(\frac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}} - \frac{(p)}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}} \right),$$

wenn (p), (q) die Werthe bezeichnen, die p, q am Anfange des Integrals haben. Eben so ist, in Beziehung auf y integrirt,

$$\iint dx\, dy. \left(\frac{d.\frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dy} \right) =$$

$$\int dx \left(\frac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}} - \frac{(q)}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}} \right).$$

Um eine bestimmte Vorstellung von diesen Integralen und ihren Grenzen zu erhalten, müssen wir bemerken, daſs der horizontale Querschnitt der Röhre diese Grenzen bestimmt, und daſs dieser Querschnitt eine in sich zurückkehrende Curve ist. Man kann den Anfangspunkt der x und y auſserhalb dieser Curve so annehmen, daſs die ganze Curve in dem Winkel eingeschlossen ist, den die Achsen der x und y bilden. In diesem Falle sind dx, dy positiv in den doppelten Integralen, weil $gD \iint (h+z)\, dx\, dy$ das Gewicht des erhobenen Fluidums ausdrückt; und diese Differentiale müssen daher auch in den einfachen Integralen als positiv angesehen werden.

Nimmt man dieses an, so bezieht sich das Element $-\frac{\frac{1}{2}H(q)dx}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ auf den Theil des Querschnitts, welcher convex gegen die Achse der x ist, und das Element $\frac{\frac{1}{2}Hqdx}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ auf den gegen diese Achse concaven Theil. Ferner bezieht sich das Element $-\frac{\frac{1}{2}H(p)dy}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ auf den gegen die Achse der x convexen, und endlich $\frac{\frac{1}{2}H.pdy}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ auf den gegen eben diese Achse concaven Theil des Querschnittes. Wenn man nun annimmt, dass $-\frac{\frac{1}{2}H(q)dx}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ und $-\frac{\frac{1}{2}H(p)dx}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ sich auf einerlei Punkt der Curve beziehen, so liegt dieser Punkt in demjenigen Theile des Schnitts, der zugleich gegen beide Achsen concav ist, und wo folglich, wenn man dx, dy auf den Umfang der Curve bezieht, die Werthe dieser Differentiale entgegen gesetzte Zeichen haben (wo nämlich mit wachsenden x, abnehmende y zusammen gehören). Setzt man also hier dx als positiv voraus, so ist dy negativ, und die Summe jener beiden Elemente

$$=\frac{1}{2}H\left(\frac{(p)dy-(q)dx}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}\right),$$

wo dx, dy sich auf den Umfang des Schnitts beziehen. Eben so, wenn die Elemente $\frac{\frac{1}{2}Hqdx}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ und $\frac{\frac{1}{2}Hpdy}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ sich beide auf einerlei Punkt beziehen sollen, so liegt dieser in dem gegen beide Achsen concaven Theile, wo wieder mit wachsen-

den x abnehmende y zusammen gehören, und die Summe dieser Elemente ist, wenn man dx als positiv annimmt, und dx, dy auf den Umfang des Schnitts bezieht,

$$= - \frac{\frac{1}{2}H.(pdy - qdx)}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}.$$

Gehören im Gegentheile die Elemente $-\frac{\frac{1}{2}H(q)dx}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ und $\frac{\frac{1}{2}Hpdy}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ zu einerlei Punkte des Umfangs, so beziehen sie sich auf denjenigen Theil der Curve, der gegen die Achse der x convex, gegen die Achse der y concav ist, und dann haben dx, dy einerlei Zeichen. Endlich, wenn die Elemente $-\frac{\frac{1}{2}H(p)dy}{\sqrt{(1+(p)^2+(q)^2)}}$ und $\frac{\frac{1}{2}Hqdx}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ sich auf einerlei Punkt beziehen, so liegt dieser in dem Theile der Curve, welcher gegen die Achse der y convex und gegen die Achse der x concav ist, und dx, dy haben wieder einerlei Zeichen.

Man übersieht also, wenn diese Elemente allgemein durch $\frac{\frac{1}{2}Hpdy}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ und $\frac{\frac{1}{2}Hqdx}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ ausgedruckt werden, sie mögen für den Anfang oder das Ende der Integrale, die in Beziehung auf x und y gesucht sind, genommen werden, so müssen diese Elemente für einerlei Punkte der Curve entgegen gesetzte Zeichen haben, wenn die Differentiale dx, dy sich auf die Curve selbst beziehen. Wenn man also immer dx positiv setzt, so wird ihre Summe seyn

$$= \pm \frac{\frac{1}{2}H(pdy - qdx)}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}},$$

und hier gilt das Zeichen + für den gegen die Achse der x convexen, das Zeichen — für den gegen diese Achse concaven Theil der Curve.

Nun ergiebt die Theorie der krummen Flächen, dass

$$\pm \frac{(p\,dy - q\,dx)}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}} = ds \,.\, \cos.\, \omega$$

ist, wenn ω den Winkel bedeutet, den die verticale Röhrenwand mit der Tangential-Ebene macht, welche an die Oberfläche des Flüssigen an der Grenze der Wirkungssphäre der Röhrenwand gelegt ist, und wenn ds das Element der Durchschnittslinie ist. Dieser Winkel ist beständig, und folglich erhält man, wenn c den ganzen Umfang des Schnittes der Oberfläche mit der Röhrenwand bedeutet,

$$\pm \int \frac{p\,dy - q\,dx}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}} = c \cos.\, \omega,$$

also auch

$$\tfrac{1}{2} H \iint dx\,dy \left[\left(\frac{d \,.\, \frac{p}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}}{dx} \right) + \left(\frac{d \,.\, \frac{q}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}}{dy} \right) \right] = \tfrac{1}{2} H c \,.\, \cos.\, \omega,$$

und endlich

$$g D V = \tfrac{1}{2} H c \,.\, \cos.\, \omega.$$

Das heisst: „*das Volumen des durch die Haarröhrchenkraft über das Niveau erhobenen Flüssigen ist proportional dem Umfange des Durchschnittes der Oberfläche mit der innern Fläche der Röhre*" *).

*) Die hier in Nr. 7. mitgetheilten Untersuchungen, welche ich ihrer Wichtigkeit halber nicht übergehen konnte,

D. *Anwendung der Theorie auf den Fall, wenn das Fluidum in dem Zwischenraume zwischen zwei concentrischen Cylindern durch die Haarröhrchenkraft gehoben wird.*

8. Wir fanden oben in §. 4. die Gleichung

$$\text{I.}\quad \frac{u \cdot \frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} - 2a\int zudu = \frac{u^2}{b} + const.$$

für die Oberfläche des durch die Haarröhrchenkraft erhobenen Flüssigen in einer durch Umdre-

scheinen mir in Rücksicht der analytischen Schlüsse einiger Erläuterung zu bedürfen. Ich will daher hier einige Bemerkungen mittheilen, wodurch ich mir diese Untersuchung in ein helleres Licht zu setzen gesucht habe.

Nach der, alle Mahl möglichen, Voraussetzung soll in Fig. 9. die Achse der x, AB, und die Achse der y, AC so angenommen werden, dass der ganze horizontale Querschnitt DE der Röhre innerhalb des Winkels BAC liege; wir wollen die wachsenden x und y von A an nach B und C zu rechnen. Stellen wir uns nun über der horizontalen Grundfläche DE einen Körper vor, dessen Oberfläche durch vertikale Ordinaten $(h+z)$ bestimmt wird, so erhalten wir zuerst den Inhalt eines unbestimmten vertikalen Durchschnittes, der durch FG mit AB parallel gelegt ist, wenn wir das Integral $\int dx(h+z)$ so suchen, dass y als beständig angesehen wird, und wenn wir die Grenzen dieses Integrals demjenigen Werthe von x gemäss annehmen, welcher für den Umfang der Curve DE mit irgend einem Werthe von y zusammen gehört; und hieraus wird ferner der Inhalt des ganzen Körpers $= \int dy . \int dx(h+z)$ bestimmt, abermahls die Grenzen des Integrals den Grenzen der Curve DE gemäss genommen. Bei dieser Integration wächst offenbar x von F bis G und auf ähnliche Weise auch y; und es sind daher dx, dy immer fort positiv.

hung entstandenen cylindrischen Röhre. Diese Formel gilt nicht bloss für den Fall, da die vertikale Achse der durch Umdrehung entstandenen

Auch das Integral $\iint dx \,.\, dy \,.\, \left(\dfrac{d \dfrac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dx} \right)$ und das ähnliche $\iint dx \,.\, dy \,.\, \left(\dfrac{d \,.\, \dfrac{q}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}}{dy} \right)$ lassen sich auf die Cubatur eines Körpers zurück führen. Ich werde nur das erstere betrachten, da sich die Anwendung auf das zweite leicht machen läst, und $\dfrac{p}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}} = S$ setzen. Das Integral $\iint dx \,.\, dy \,.\, \left(\dfrac{dS}{dx}\right)$ druckt den Inhalt eines Körpers aus, dessen Oberfläche durch die vertikale Ordinate $= \left(\dfrac{dS}{dx}\right)$, die zu den horizontalen Ordinaten x, y gehört, bestimmt wird; weil aber x, y sich nicht über die Grenzen der Figur DE erstrecken, so muss das Integral ebenfalls für diese Grenzen gesucht werden. Suchen wir nun zuerst die Grösse des unbestimmten vertikalen Schnittes, der durch eine mit x parallele Linie FG gelegt ist, so wird diese

$$= \int dx \left(\frac{dS}{dx}\right) = S + const.,$$

oder $= S - (S)$, wenn (S) der Werth ist, welchen S in dem Punkte F hat; und der Werth dieses Integrals wird vollständig gefunden, wenn man für S den Werth setzt, den diese Grösse in G erhält.

Wie nun weiter $\int dy \,[S - (S)]$ den Inhalt des beschriebenen Körpers giebt, erhellet von selbst. Alle Punkte also, auf welche sich (S) bezieht, liegen in dem gegen die Achse der y convexen Theile, hingegen alle, auf welche sich S bezieht, in dem entgegen gesetzten Theile der Curve.

Es läst sich nun leicht übersehen, dass die Integration

$$\iint dy \,.\, dx \left(\frac{dT}{dy}\right) = \int dx \,[T - (T)]$$

Oberfläche durch den niedrigsten Punkt dieser Oberfläche geht, wie dort bei der kreisförmig cylindrischen Röhre, sondern überhaupt für jede

giebt, wenn sich (T) auf den Anfang und T auf das Ende des Integrals, beziehen (wo $T = \frac{q}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}}$ ist), und hier gelten alle vorigen Bemerkungen. Gehören (T) und (S) beide für den Punkt F, so hat man den in den fernern Schlüssen erwähnten ersten Fall; dagegen gehören in G, als dem Anfange des Schnittes GI und dem Ende des GF, zusammen S mit (T); und so ergeben sich die vier möglichen Fälle für alle verschiedenen Punkte der Curve, und eben damit ergiebt sich die allgemeine Richtigkeit des Ausdrucks

$$\pm \frac{pdy - qdx}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}},$$

so wie er im Fortgange der Untersuchung angenommen wird. Dass aber dy, dx sich hier auf die Curve DE beziehen, erhellet daraus, weil p, q, (p), (q) die Werthe sind, welche diese Grössen, die sich auf die Oberfläche des Fluidums beziehen, an den Grenzen dieser Figur erhalten.

In Rücksicht der Formel

$$\pm \frac{pdy - qdx}{\sqrt{(1 + p^2 + q^2)}} = ds . \cos . \omega$$

würde ich mich auf die Theorie der krummen Flächen, welche nicht hierher gehört, beziehen, wenn ich irgend ein Buch anzugeben wüsste, wo die Ableitung dieser Formel sich erläutert fände. Da es mir hieran aber gänzlich fehlt, so will ich versuchen, den Ursprung der Formel kurz anzugeben. Stellt man sich an irgend einer Stelle des gemeinschaftlichen Durchschnitts der Röhrenwand und der Oberfläche des Flüssigen zwei Tangential-Ebenen vor, deren eine die Röhrenwand, die andere die Oberfläche des Flüssigen in der Röhre berührt, so haben diese Ebenen das Differential der Durchschnittslinie beider Flächen $= ds$ gemeinschaftlich, und sie bilden zusammen den Winkel $= \omega$. Beziehen sich nun die Grössen p, q auf die Oberfläche des Flüssigen, dx, dy aber auf die Röhren-

durch Umdrehung entstandene Oberfläche des Flüssigen; also auch für den Fall, da in einer weitern kreisförmig cylindrischen Röhre sich ein concentrischer dichter Cylinder befindet, und das Flüssige sich in dem ringförmigen sehr engen Raume zwischen beiden Cylinderflächen erhebt. Nur dürfen wir hier nicht die beiden Krümmungshalbmesser b, b' für den niedrigsten Punkt der Oberfläche gleich setzen, sondern wir müssen allgemeiner $\frac{1}{b}+\frac{1}{b'}=\frac{2}{b}$ annehmen, wo also b eine andere Bedeutung als vorhin hat.

wand, so ist erstlich $\frac{dy}{dx}$ die Tangente des Winkels, welchen die Röhrenwand an dieser Stelle mit der Achse der x macht, und zweitens $-\frac{p}{q}$ die Tangente des Winkels, welchen die Durchschnittslinie der an die Oberfläche des Fluidums gelegten Tangential-Ebene mit der Horizontal-Ebene, mit eben der Achse der x bildet. Zieht man auf die zuletzt erwähnte Durchschnittslinie eine in der Horizontal-Ebene liegende Senkrechte, so macht diese mit den x einen Winkel, dessen Tangente $= + \frac{q}{p}$ ist, und wenn man durch sie eine vertikale Ebene setzt, so ist diese gegen die Röhrenwand oder die Berührungs-Ebene derselben geneigt, unter einem Winkel, dessen Tangente $= \frac{pdy - qdx}{pdx + qdy}$, oder dessen Sinus $= \frac{pdy - qdx}{ds \cdot \sqrt{(p^2 + q^2)}}$ ist. An dem Punkte der beiden Oberflächen, wo die Tangential-Ebenen einander berühren, entsteht ein rechtwinkliges körperliches Dreieck, dessen Seitenflächen diese beiden Tangential-Ebenen und die Vertikal-Ebene sind, die mit x den horizontalen Winkel $= ang.\ tang.\ \frac{q}{p}$ macht. Letztere steht auf der an die Oberfläche des Flüssigen gelegten Berührungs-Ebene senkrecht, und ist die Ebene

Um in jener Gleichung die Constante zu bestimmen, dient uns die Bemerkung, dafs da, wo das Flüssige die Oberfläche des innern Cylinders berührt,

$$\frac{\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{du^2}\right)}} = -\mathit{fin.}\,\vartheta'$$

ist, wo ϑ' die Bedeutung hat, wie am Ende von §. 4., und *fin.* ϑ negativ gesetzt ist, weil in diesem Punkte $\frac{dz}{du}$ negativ ist, indem u von der Achse des

ihres Neigungswinkels gegen den Horizont; dieses Neigungswinkels Cosinus ist $= \frac{1}{\sqrt{(1+p^2+q^2)}}$ = dem Sinus der an dieser Ebene liegenden Seitenfläche des körperlichen Dreieckes (nach Monge, *applic. de l'anal. à la géometrie*, T. 2. p. 33.), und man findet daher zwischen den Winkeln und der einen Cathete des rechtwinkligen Dreieckes die Gleichung

$$\cos.\omega = \frac{pdy - qdx}{ds \cdot \sqrt{(1+p^2+q^2)}},$$

weil $\frac{pdy - qdx}{ds \cdot \sqrt{(p^2+q^2)}}$ des dritten Winkels Sinus und $\sqrt{\frac{p^2+q^2}{(1+p^2+q^2)}}$ der Cosinus der Seite ist, die ω gegenüber steht.

Dieser Ueberlegung gemäfs habe ich den Schlufssatz in §. 7. so übersetzt, dafs ich *section* für den Durchschnitt der Oberfläche des Flüssigen mit der innern Fläche der Röhre angenommen habe, obgleich man sonst bei Herrn La Place's Worten ein wenig zweifelhaft bleiben könnte, welcher Schnitt eigentlich gemeint sey, wenn es heifst: *le volume de fluide, élevé au-dessus du niveau par l'action capillaire est proportionnel au contour de la section de la surface intérieure du tube.*

Brandes.

Cylinders an gerechnet wird. Setzt man nun den Halbmesser dieses Cylinders $= l$, und läſst das Integral $\int zudu$ da, wo $u = l$ ist, anfangen, so ist

$$const. = - l \,.\, sin.\, \vartheta' - \frac{l^2}{b}.$$

Wäre $\alpha = o$, und man setzt den Halbmesser des hohlen Cylinders $= l'$, so ist $u = l'$ für den Punkt, wo das Flüssige die äuſsere Wand berührt, wo wieder (weil die innere und äuſsere Cylinderwand aus einerlei Materie bestehen),

$$\frac{\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} = sin.\, \vartheta'$$

ist, und also hier

$$l' \,.\, sin.\, \vartheta' = \frac{l'^2 - l^2}{b} - l \,.\, sin.\, \vartheta'$$

und
$$\frac{1}{b} = \frac{sin.\, \vartheta'}{l' - l}.$$

Dieses würde, wenn man es in die allgemeine Gleichung setzte, einen integrabeln Werth von dz geben. Da aber α nicht $= o$ ist, so dürfen wir in der zu Anfange dieses §. angeführten Differentialgleichung das zweite Glied nicht übersehen, und erhalten

$$\frac{1}{b} = \frac{sin.\, \vartheta'}{l' - l} - \frac{2\alpha \int zudu}{(l' - l) \,.\, (l' + l)},$$

wo das Integral $\int zudu$ von $u = l$ bis $u = l'$ genommen werden muſs. Da $\int zudu = \frac{1}{2} u^2 z - \frac{1}{2} \int u^2 dz$, so erhält man, mit Weglassung der in α multiplicirten Gröſsen, oder aus dem durch die Voraus-

ſetzung $\alpha = o$. gefundenen Werthe von dz, das Integral

$$\int zudu = \frac{1}{2}u^2 \int \frac{(u^2 - ll').\,\text{ſin.}\,\vartheta'.\,du}{\sqrt{[u^2(l'-l)^2 - (u^2 - ll')^2.\,\text{ſin.}^2\vartheta']}} - \frac{1}{2}\int \frac{(u^2 - ll')\,u^2 du.\,\text{ſin.}\,\vartheta'}{\sqrt{[u^2(l'-l)^2 - (u^2 - ll')^2\,\text{ſin.}^2\vartheta']}},$$

und der Werth von $\frac{1}{b}$ würde aus der Gleichung

$$\frac{1}{b} = \frac{\text{ſin.}\,\vartheta'}{l' - l} - \frac{2\alpha\int zudu}{l'^2 - l^2}$$

bis auf Gröſsen von der Ordnung α^2 vollſtändig zu finden ſeyn, wenn man die Integrale durch Näherung ſuchte. Aber in engen Röhren iſt, wie wir in §. 6. ſahen, α ſehr klein, und wir können alſo auch hier, wenn $l' - l$ ſehr klein iſt, die in α multiplicirten Glieder weglaſſen, und beinahe ſetzen

$$\frac{1}{b} = \frac{\text{ſin.}\,\vartheta'}{l' - l}.$$

Stellen wir uns nun einen unendlich engen Kanal vor, welcher von der niedrigſten Stelle der Oberfläche des in dem ringförmig cylindriſchen Raume enthaltenen Flüſſigen niederwärts geht, und ſich unterhalb der cylindriſchen Wand wieder bis zum Niveau des Fluidums im Gefäſse, in welches der doppelte Cylinder eingetaucht iſt, hinauf krümmt, ſo iſt $K - \frac{H}{b}$ die Wirkung des zwiſchen den Cylinderwänden enthaltenen Flüſſigen auf dieſen Kanal, weil nach unſerer Bezeichnung $\frac{2}{b} = \frac{1}{b} + \frac{1}{b'}$ iſt, wenn b, b' den gröſsten und kleinſten Krümmungshalbmeſſer im niedrigſten Punkte der Ober-

fläche bedeuten. Man übersieht also leicht (aus §. 6.), daſs

$$gq' = \frac{H}{b} = \frac{H \cdot \sin.\vartheta'}{l' - l}$$

ist, wenn q' die senkrechte Höhe des niedrigsten Punktes der Oberfläche über dem Niveau des umgebenden Flüſsigen bedeutet; und so wird

$$q' = \frac{H}{g} \cdot \frac{\sin.\vartheta'}{l' - l},$$

Also ist die Erhebung des Flüſsigen über das Niveau hier eben so groſs, als (nach §. 6.) in einem cylindrischen Haarröhrchen, dessen Halbmesser $= l' - l$, das heiſst, dem Abstande der beiden Wände des ringförmig cylindrischen Raumes gleich ist.

Wäre die Oberfläche *convex*, so gäbe eben der Ausdruck für q' die Tiefe des Flüſsigen im Röhrchen unterhalb dem Niveau des umgebenden Flüſsigen.

E. *Anwendung auf zwei parallele vertikal eingetauchte ebene Flächen.*

9. Es sey (Fig. 7.) AOB der Querschnitt der Oberfläche des zwischen zwei parallelen vertikalen Ebenen enthaltenen Fluidums, wenn diese Ebenen in ein gröſseres Gefäſs eingetaucht sind, so ist $z = MO$ eine Function der einzigen Gröſse $MN = y$. Sollen hier wieder b, b' den gröſsten und kleinsten Krümmungshalbmesser der Oberfläche des Flüſsigen im niedrigsten Punkte O bedeuten, so ist b unendlich und b' ist der Krümmungshalbmesser der Curve AOB im Punkte O; und eben so wird in jedem andern Punkte N der gröſste Krümmungs-

halbmesser unendlich und der kleinste dem Krümmungshalbmesser der Curve *AOB* in jenem Punkte gleich; das ist $= \frac{(dy^2 + dz^2)^{\frac{3}{2}}}{dy \cdot d^2z}$. Die allgemeine Gleichung in §. 4., nämlich $\frac{1}{R} + \frac{1}{R'} - 2az = \frac{1}{b} + \frac{1}{b'}$ giebt also hier

$$\frac{\frac{d^2z}{dy^2}}{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)^{\frac{3}{2}}} - 2az = \frac{1}{b'},$$

Mit dz multiplicirt und integrirt, giebt dieses

$$-\frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)}} - az^2 = \frac{z}{b'} + Const.$$

Da nun in O, $\frac{dz}{dy} = o$ ist, und hier das Integral verschwinden soll, so ist $const. = -1$, und

$$\frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = \frac{b' - z}{b'} - az^2.$$

Es sey $Z = \frac{b' - z}{b'} - az^2$, so ist $dy = \frac{Zdz}{\sqrt{(1 - Z^2)}}$. Diese Gleichung ist die für die *elastische Curve*; und dieses muss so seyn. Denn sowohl hier als bei der elastischen Curve ist die von der Krümmung abhängige Kraft dem Krümmungshalbmesser umgekehrt proportional.

In dem Punkte *A*, welcher der höchste der Curve *AN* ist, hat man $\frac{dz}{dy} = tang. \vartheta'$, wenn wieder ϑ' das Complement des Winkels ist, welchen der äusserste Theil der Curve mit der eingetauchten Ebene macht. Für diesen Punkt ist also

$tang. \vartheta' = \frac{\sqrt{(1 - Z^2)}}{Z}$ oder $Z = cos. \vartheta'$, und folglich der äufserste Werth von z durch die Gleichung $\frac{b' - z}{b'} - az^2 = cos. \vartheta'$ bestimmt, oder

$$z = -\frac{1}{2ab'} + \sqrt{\left(\frac{2 . \sin.^2 \frac{1}{2}\vartheta'}{a} + \frac{1}{4a^2 b'^2}\right)}.$$

Für den Fall, da die beiden Ebenen unendlich weit von einander entfernt sind, ist $b' = \infty$, und $z = \frac{2 . \sin. \frac{1}{2}\vartheta'}{\sqrt{2a}}$. Die Höhe, um welche das Fluidum sich an einer *einzeln eingetauchten Platte* erheben wird, läfst sich also bestimmen, wenn man weifs, wie hoch es in einem Haarröhrchen von gleicher Materie und gegebenem Halbmesser steigt. Wir fanden, wenn q diese letztere Höhe bei dem Halbmesser $= l$ ist, in §. 6. die Gröfse $\frac{g}{H} = a = \frac{\sin. \vartheta'}{l . q}$; also ist hier $z = \sqrt{ql . tang. \frac{1}{2}\vartheta'}$, die Höhe in *A*. Setzt man $\vartheta' = 90°$, wie es bei Waffer und Glas richtig zu feyn fcheint, und und $l = 1$ Millimeter, so ist $q = 6{,}784$ Millimeter; daraus würde für die Höhe des Waffers an einer vertikal eingetauchten Glasplatte folgen, $z = 2{,}6036$ Millimeter. Die Erfahrung mufs die Höhe etwas geringer geben, weil der Punkt, den wir in der Erfahrung für den Anfang der Curve nehmen, alle Mahl fchon etwas von der eingetauchten Ebene entfernt, alfo niedriger als *A* liegt; denn *A* bedeutet den Punkt, der Grade am Ende der Wirkungsfphäre der Ebene, alfo in einer unmerklichen Entfernung von derfelben liegt.

In

In dem hier betrachteten Falle, wo die eingetauchten Ebenen unendlich von einander entfernt sind, erhält man für die Oberfläche die Differentialgleichung

$$dy = \frac{(1-\alpha z^2)\,dz}{z\sqrt{\alpha}\,.\,\sqrt{(2-\alpha z^2)}}.$$

Stellt in Fig. 10. RQ die Niveaulinie des Flüssigen vor, so ist $RV = z$, und wenn $UN = y'$, so wird $dy' = -dy$, und für die Curve ANQ, welche das Fluidum in der Nähe der Wand bildet, ist

$$dy' = \frac{(\alpha z^2 - 1)\,dz}{z\sqrt{2\alpha}\,.\,\sqrt{(1-\frac{1}{2}\alpha z^2)}},$$

eine Gleichung, die leicht integrabel ist, und y durch algebraische und logarithmische Functionen von z ausdrückt.

In dem Falle, da der Abstand der Ebenen von einander sehr geringe ist, giebt die Gleichung $Z = 1 - \frac{z}{b'}\alpha z^2$, oder $\frac{z}{b'} = 1 - Z - \frac{\alpha b'^2 z^2}{b'^2}$, für $\frac{z}{b'}$ den genäherten Werth

$$\frac{z}{b'} = 1 - Z - \alpha b'^2 (1 - Z)^2,$$

wenn man die Glieder, die α^2 enthalten, schon weglässt. Hieraus folgt dann

$$dz = -b'dZ\,[1 - 2\alpha\,.\,b'^2\,(1 - Z) + etc.],$$

und folglich

$$\frac{dy}{b'} = -\frac{ZdZ\,[1 - 2\alpha b'^2\,(1 - Z)]}{\sqrt{(1 - Z^2)}}.$$

Es sey $Z = \cos.\vartheta$, also

$$\frac{dy}{b'} = d\vartheta\,.\,\cos.\vartheta\,.\,[1 - 2\alpha b'^2\,(1 - \cos.\vartheta)],$$

so wird $\frac{y}{b'} = \sin.\vartheta - \alpha b'^2 (2\sin.\vartheta - \vartheta - \frac{1}{2}\sin.2\vartheta)$.

Setzt man also den äussersten Werth von $y = l$, und den äussersten Werth von $\vartheta = \vartheta'$, und nimmt aus dem Vorigen $k = \frac{\sin.\vartheta'}{ql}$, so ist

$$\frac{1}{b'} = \frac{\sin.\vartheta'}{l}\left[1 - \frac{2l}{q\sin.\vartheta'}\left(1 - \frac{\vartheta'}{2\sin.\vartheta'} - \frac{1}{2}\cos.\vartheta'\right)\right].$$

Für unsern Fall, da l sehr klein gegen q, oder wenn die Ebenen einander sehr nahe sind, ist also $\frac{1}{b'}$ beinahe $= \frac{\sin.\vartheta'}{l}$. Wie viel dieser Ausdruck ungefähr von der Wahrheit abweicht, bestimmt man am leichtesten für den Fall, da ϑ' ein rechter Winkel ist; dann wird

$$\frac{2l}{q.\sin.\vartheta'}\left(1 - \frac{\vartheta'}{2\sin.\vartheta'} - \frac{1}{2}\cos.\vartheta'\right) = \frac{2l}{q}\left(1 - \frac{1}{4}\pi\right).$$

Für $l = 1$ Millimeter ist dieser Bruch in Rücksicht auf Wasser und Glasröhren $= \frac{2}{6,784}\left(1 - \frac{1}{4}\pi\right) = \frac{1}{15,81}$, und er kann also in Vergleichung der Einheit weggelassen werden.

Endlich findet man für die Höhe q, welche das Fluidum zwischen den parallelen vertikalen Ebenen erreicht, wenn sie um $2l$ von einander entfernt sind, $q = \frac{H}{2gb'}$, weil nämlich hier $\frac{1}{2}H\left(\frac{1}{b} + \frac{1}{b'}\right) = \frac{H}{2b'}$ ist, also hier

$$q = \frac{H}{g}\cdot\frac{\sin.\vartheta'}{2l}\left[1 - \frac{2l}{q.\sin.\vartheta'}\left(1 - \frac{\vartheta'}{2.\sin.\vartheta'} - \frac{1}{2}\cos.\vartheta'\right)\right].$$

Eben diese Formel druckt die Depression des Flüssigen aus, wenn die Oberfläche *convex* ist, und bei sehr kleinen Werthen von l wird

$$q = \frac{H}{g}\cdot\frac{\sin.\vartheta'}{2l}.$$

Sind die parallelen Ebenen *gegen den Horizont geneigt*, so kann man, wenn sie einander sehr nahe sind, annehmen, dafs die Oberfläche des zwischen ihnen enthaltenen Flüssigen und ihre Lage gegen die Ebenen beinahe so bleibt, wie bei vertikaler Lage, so wie dieses nach §. 6. bei sehr engen Röhren der Fall ist; daher gilt der eben gefundene Ausdruck für q', als der vertikalen Höhe über dem Niveau, bei jeder Neigung, wofern nur l sehr klein ist.

F. *Ueber das Gleichgewicht eines Tropfens in einem konischen Haarröhrchen.*

10. Es sey (Fig. 11.) *ABCD* ein konisches, an beiden Enden offenes, Haarröhrchen, und *MM'N'N* die darin enthaltene Säule des Flüssigen. Wir wollen zuerst die Achse *OE* der Röhre, deren Spitze in *O* fallen würde, wenn man sie in Gedanken vollständig macht, als horizontal annehmen, und die Oberfläche des Flüssigen als concav voraus setzen. Da die Röhre in p enger als in p' ist, so wird der Krümmungshalbmesser der Oberfläche dort kleiner als hier seyn; und wenn jener b, dieser b' heifst, so ist die Wirkung auf einen unendlich engen Kanal pp' in p, $= K - \frac{H}{b}$, und in p', $= K - \frac{H}{b'}$, alfo, weil $b' > b$, diese Wirkung in p' gröfser als in p, und das Fluidum wird zu einer Bewegung nach *O* hin angetrieben. Das Entgegengefetzte würde bei convexen Ober-

flächen Statt finden, weil dann jene Wirkungen $= K + \frac{H}{b}$ und $= K + \frac{H}{b'}$, also der Druck in p am stärksten und der Antrieb zur Bewegung von der Spitze abwärts gerichtet seyn würde.

Um die Krümmungshalbmesser b, b' zu bestimmen, sey für q, als der Mitte der Säule pp', $Oq = a$, und die Länge pp' des Tropfens $= 2.\beta$, ferner sey $\omega =$ dem sehr kleinen Winkel MOp, und $\vartheta' =$ dem Complemente der Neigung des äussersten Theils des Bogens pM gegen die Wand OM der Röhre. Es erhellet nun leicht, dass, wenn MpN, $Mp'N'$ Kreisbogen wären, man hätte $b = \frac{(a-\beta)\ tang.\omega}{sin.\vartheta' + tang.\omega}$, und $b' = \frac{(a+\beta)\ tang.\omega}{sin.\vartheta' - tang.\omega}$, also

$$\frac{H}{b} - \frac{H}{b'} = \frac{H.sin.\vartheta'}{tang.\omega}\left(\frac{2\beta}{a^2} + \frac{2\beta^3}{a^4} + etc.\right) + \frac{2H}{a}\left(1 + \frac{\beta^2}{a^2} + etc.\right).$$

Erhebt man den Punkt A, so dass die Achse OE sich unter einem Winkel $= V$ gegen den Horizont neigt, so ist das Gewicht der Säule pp', so fern es hier in Betrachtung kommt, $= 2g\beta.sin.V$. Soll also diese flüssige Säule durch die Haarröhrchen-Kraft im Gleichgewichte erhalten werden, so muss

$$2g\beta.sin.V = \frac{H}{b} - \frac{H}{b'},$$

oder $$2g\beta.sin.V = \frac{2H.\beta.sin.\vartheta'}{a^2.tang.\omega} + \frac{2H}{a}$$

seyn, wenn man die unbedeutenden Glieder weglässt.

Wir wollen l für die Höhe annehmen, welche eben dieses Fluidum in einer cylindrischen Röhre vom Halbmesser $= a.tang.\omega$ erreicht, näm-

lich in einer Röhre von dem Halbmesser, welchen die konische Röhre in q hat, so ist

$$g \,.\, l = \frac{H \,.\, \sin.\vartheta'}{a \,.\, \tang.\omega},$$

und folglich

$$\sin.V = \frac{l}{a} + \frac{l \,.\, \tang.\omega}{\beta \,.\, \sin.\vartheta'} \quad \text{oder} = \frac{l}{a}\left(1 + \frac{a \,.\, \tang.\omega}{\beta \,.\, \sin.\vartheta'}\right).$$

In dieser Gleichung ist $\frac{a \,.\, \tang.\omega}{\beta \,.\, \sin.\vartheta}$ sehr klein gegen $\frac{l}{a}$, wenn $a \,.\, \tang.\omega$ sehr klein gegen β, oder die Länge der kleinen Säule bedeutend grösser, als ihre Dicke im Punkte q ist. Für diesen Fall hat man *beinahe*

$$\sin.V = \frac{l}{a},$$

und, weil l sich umgekehrt wie a verhält, so ist $\frac{l}{a}$ im umgekehrten Verhältnisse der Grösse a^2; bei kleinen Werthen von V ist also dieser Winkel selbst sehr nahe dem Quadrate der Entfernung Oq der Mitte des Tropfens von der Spitze des Kegels umgekehrt proportional.

Das Glied $\frac{l \,.\, \tang.\omega}{\beta \,.\, \sin.\vartheta'}$ rührt von dem Unterschiede in der Anzahl von Graden her, welche die Bogen MpN, $M'p'N'$ fassen, und dieser Unterschied hat seinen Grund in der entgegen gesetzten Lage beider Bogen, indem einer seine convexe, der andere seine concave Seite nach der Spitze des Kegels kehrt. Dieses Glied kann ohne erheblichen Irrthum übersehen werden, wenn die Länge 2β des Tropfens viel grösser als seine Dicke in der Mitte ist, und in diesem Falle kann man die beiden Cur-

ven MpN, $M'p'N'$ als einander ähnlich ansehen. Wir betrachteten vorhin diese Curven als kreisförmig, oder die beiden Oberflächen als sphärisch; aber aus §. 4. erhellet, dass wegen der Wirkung der Schwere der Werth von $\frac{1}{b}$ um ein kleines Glied von der Form $\frac{1}{b} \cdot Q \cdot \frac{g}{H} \cdot b^2$ vermindert wird, wo Q ein von b unabhängiger Quotient ist. Da $\frac{1}{b'}$ auf ähnliche Weise vermindert wird, so wächst die Differenz $\frac{H}{b} - \frac{H}{b'}$ um $Qg\,(b' - b)$; oder beinahe um $\frac{2Qg \cdot \beta \cdot tang.\,\omega}{sin.\,\vartheta'}$; der Werth von $sin.\,V$ wird also um $\frac{Q \cdot tang.\,\omega}{sin.\,\vartheta'}$ vermehrt. Es läst sich leicht übersehen, dass Q eine kleine Zahl, wahrscheinlich kleiner als 1 ist, (in §. 4. findet sie sich nur $= \frac{1}{3}$, wenn man in dem Ausdrucke für $\frac{1}{b}$, $\vartheta' = \frac{1}{2}\pi$ setzt); der Winkel V wächst daher um einen sehr geringen Winkel, der kleiner als ω ist, und folglich nicht in Betrachtung kommt.

G. *Ueber die Figur und das Gleichgewicht eines Tropfens zwischen zwei Ebenen, die sich mit einem ihrer Ränder in einer horizontalen Linie berühren.*

11. Befindet sich ein Tropfen eines Flüssigen zwischen zwei einander sehr nahen parallelen und horizontalen Ebenen, so erhellet von selbst, dass seine horizontalen Querschnitte Kreise seyn werden. Die Figur des vertikalen Schnittes läst sich, wenn

man die Wirkung der Schwere bei Seite setzt und die Dicke des Tropfens als geringe gegen seine Breite annimmt, aus der Differentialformel in §. 4. bestimmen. Diese Untersuchung giebt zum Resultate *)

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{b'} = \frac{\sin.\vartheta'}{h}\left(1 - \frac{h}{2b'} \cdot \frac{\vartheta'}{\sin.^2\vartheta'} - \frac{h \cdot \cos.\vartheta'}{2b' \cdot \sin.\vartheta'}\right),$$

und es ist hier b' der Halbmesser der Durchschnittslinie, welche eine durch den Schwerpunkt gelegte Horizontal-Ebene mit der Oberfläche des Tropfens bildet; b der Krümmungshalbmesser des vertikalen, durch den Schwerpunkt gehenden, Schnittes, an der Stelle, wo die horizontale, durch den Schwerpunkt gehende, Ebene sie schneidet; h der halbe Abstand der Ebenen von einander; und ϑ' der durch die Natur des Fluidums und der anziehenden Flächen bestimmte Winkel, unter welchem der nächste Theil der krummen Oberfläche des Tropfens gegen eine auf die festen Ebenen senkrechte Linie geneigt ist.

Sind die beiden Ebenen unter einem kleinen Winkel 2ω gegen einander geneigt, und berühren einander in einer horizontalen Linie, während sie mit dem Horizonte die Winkel $V - \omega$ und $V + \omega$ machen, so weicht, wenn die Dicke des Tropfens sehr geringe gegen seine Breite ist, die Figur desselben nur noch wenig von der Kreisform ab, zumahl wenn V ein kleiner Winkel

*) Ich übergehe sie hier, als ganz der Analysis angehörend. *Br.*

ist *). Stellt man sich einen Schnitt durch den Schwerpunkt des Tropfens, senkrecht auf die horizontale Durchschnittslinie der beiden Ebenen vor, so wird die Figur der Durchschnittslinie dieser Ebene mit des Tropfens Oberfläche, noch fast durch eben die Gleichung, wie im vorigen Falle, bestimmt, jedoch bedeutet hier $2h$ die Entfernung der Ebenen in dem äussersten Punkte des Durchschnitts, und ist demnach für des Tropfens eine Seite anders als für die andere Seite, und wegen der daraus folgenden Ungleichheit der Krümmungshalbmesser für die Mitte des Durchschnitts an beiden Seiten des Tropfens ist die Einwirkung der Haarröhrchenkraft verschieden. Soll nun der Tropfen im Gleichgewichte bleiben, so muss der Winkel V einen gewissen Werth erhalten, und man findet durch Rechnungen, die indess nur näherungsweise geführt werden können, die Gleichung

$$\sin. V = \frac{H . \sin. \vartheta'}{2a^2 . g . \tang. \omega},$$

wo H, ϑ', g die gewöhnliche Bedeutung haben, 2ω der Winkel ist, den die Ebenen mit einander machen, und a der Abstand, um welchen des Tropfens Mittelpunkt von der Durchschnittslinie der Ebenen entfernt ist. Der Winkel V also, dem wir hier nur kleine Werthe beilegen, ist ziemlich nahe der Grösse $\frac{1}{a^2}$ proportional, so wie es bei einem im Gleichgewichte schwebenden Tropfen in einer konischen Röhre der Fall war.

*) Auch diese ganz algebraische Auseinandersetzung übergehe ich. Br.

II. Nähere Betrachtung der Kräfte, welche die Concavität oder Convexität der Oberfläche eines Flüssigen bestimmen.

12. Die vorzüglichste Ursache, welche die Concavität oder Convexität des Flüssigen in einer Röhre oder zwischen Ebenen bestimmt, ist die Attraction der Röhre auf das Flüssige, verglichen mit der Attraction der Theilchen des Flüssigen auf einander selbst. Ich will hier voraus setzen, dass beide Anziehungen einerlei Gesetz in Rücksicht auf die Entfernungen befolgen, und nur in Rücksicht der Intensität bei gleichen Distanzen, für die Theilchen der Röhre anders sind, als für die Theilchen des Flüssigen *). Diese Intensität wollen wir mit ϱ für die Röhre und ϱ' für das Flüssige bezeichnen.

Es sey (Fig. 12.) *ABCD* eine vertikale Röhre, die in ein bis an *MN* mit einem Flüssigen gefülltes Gefäss getaucht ist, und wir wollen annehmen, die Oberfläche *pq* des Flüssigen in der Röhre bleibe eben und in dem Niveau *MN*. Ein in der Wirkungssphäre der Röhre liegender Punkt *O* wird nun von dieser und von dem eingeschlossenen Fluidum zugleich angezogen. Die Attraction des unterhalb *MN* liegenden Theils der Röhre läßt sich in eine vertikale, die wir $= \varrho x$ setzen wollen, und eine horizontale, nach *p* zu gerichtete, zerlegen, die $= \varrho y$ seyn mag. Die Attraction des obern Theils der Röhre giebt eine vertikale Kraft $= - \varrho x$, und eine horizontale $= \varrho y$; die erstere

*) Vergl. oben S. 29. Anm. *Gilbert.*

ist nämlich der von dem untern Theile der Röhre herrührenden Kraft ϱx entgegen gesetzt, und folglich negativ. Um auch die Einwirkung des Flüssigen auf den Punkt O zu bestimmen, sey $Op' = Op$ genommen; dann wird die Attraction des Theiles $pp'rD$ der flüssigen Masse auf den Punkt O vertikal herabwärts gehen; wir wollen sie mit $\varrho' z$ bezeichnen. Die Attraction der Masse $rp'qC$ unterscheidet sich von der Attraction des untern Theils der Röhre nur durch die Intensität und giebt also eine horizontale Kraft $= -\varrho' y$ und eine vertikale $= \varrho' x$. Auf den Punkt O wirken also

die vertikalen Kräfte ϱx, $-\varrho x$, $\varrho' z$, $\varrho' x$,
die horizontalen ϱy, ϱy, $-\varrho' y$.

Die Summe der ersten ist also $= \varrho' (z + x)$,
und die der letzten $= (2\varrho - \varrho') y$.

Die horizontale Kraft verschwindet, wenn $2\varrho = \varrho'$ oder die Attractivkraft der Röhre halb so stark als die des Flüssigen ist. In diesem Falle also würde die horizontale Oberfläche diejenige seyn, bei welcher das Gleichgewicht besteht, indem dann die Summe der wirkenden Kräfte senkrecht auf dieselbe ist.

Wir wollen jetzt den Fall betrachten, wenn an der vertikal eingetauchten Ebene AB (Fig. 13.) die Oberfläche AR des Flüssigen eine von der Horizontallinie abweichende Richtung hat.

Es sey AD eine in A an die Oberfläche AR des Flüssigen gezogene Tangente; und der Winkel $BAD = \vartheta$. Heisst nun ϱk die aus der Attraction des untern Theils der Ebene auf einen dicht an A

liegenden Punkt entstehende, auf *AB* senkrechte Kraft, und ϱK die dieser Ebene parallele Kraft, so übersieht man, daſs des obern Theils der Ebene Einwirkung auf diesen Punkt nach einer auf *AB* senkrechten Richtung $= \varrho k$, nach vertikaler Richtung $= -\varrho K$ seyn wird. Eben dieses Theilchen ist nun auch der Anziehung des Flüſsigen, welches der Raum *BAD* enthält, unterworfen, und wenn man mit $\varrho' K$ die vertikale Attraction des Flüſsigen für den Fall bezeichnet, wenn *BAD* ein rechter Winkel wäre, so wird für $BAD = \vartheta$ eben diese Attraction $= \varrho' K . \sin. \vartheta$, und die horizontale Attraction $\varrho' K (1 - \cos. \vartheta)$; denn $\varrho' K d\vartheta \cos. \vartheta$ und $\varrho' K d\vartheta \sin. \vartheta$ sind die elementarischen Attractionen des kleinen Stückes *pAD*, wenn *pAD* den Winkel $d\vartheta$ vorstellt. Endlich wirkt auf das Theilchen *A* noch das zwischen der Tangente und dem Bogen *AR* enthaltene Flüſsige mit einer Kraft, die wir $= Q$ setzen und deren Richtung wir nach *AQ* annehmen wollen. Ist also $QAR = \omega$, so giebt die Masse *DAR* eine vertikale Attraction $= Q . \cos. \omega$ und eine horizontale $= Q . \sin. \omega$.

Die Vereinigung aller dieser Kräfte bringt eine mittlere Kraft $= R$ hervor, welche auf *AD* senkrecht seyn muſs, wenn *AD* in *A* die Tangente an der beim Gleichgewichte Statt findenden freien Oberfläche ist, und diese mittlere Kraft giebt also eine vertikale $= R . \sin. \vartheta$, und eine horizontale $= R . \cos. \vartheta$. Da diese Kräfte den Summen der vorhin einzeln gefundenen gleich seyn müssen, so ist

$$R . \sin.\vartheta = \varrho K - \varrho K + \varrho' K . \sin.\vartheta + Q . \cos.\omega$$

und

$$R . \cos.\vartheta = 2\varrho K - \varrho' K + \varrho' K . \cos.\vartheta - Q . \sin.\omega,$$

woraus folgt

$$Q . \cos.(\omega - \vartheta) = (2\varrho - \varrho') K . \sin.\vartheta.$$

Da die Gröſsen $Q . \cos.(\omega - \vartheta)$ und $\sin.\vartheta$ poſitiv ſind, wenn die Curve concav iſt, ſo ſieht man, daſs in dieſem Falle $\varrho > \frac{1}{2}\varrho'$ ſeyn muſs. Iſt $\varrho = \frac{1}{2}\varrho'$, ſo iſt, wie wir ſchon geſehen haben, die Oberfläche eben; folglich $Q = o$, wie es unſere letzte Gleichung erfordert.

„Wenn man die Röhre mit verſchiedenen flüſ„ſigen Körpern nach einander füllt, ſo fällt die „Curve AR verſchieden aus, wenn das Verhältniſs „ϱ zu ϱ' ſich ändert." Um dieſes zu beweiſen, ſey I ein Punkt, der in allen dieſen Curven gleich entfernt von der Röhrenwand innerhalb der Sphäre ihrer merklichen Wirkſamkeit angenommen wird, ſo wird für I die Einwirkung der Röhrenwand alle Mahl gleich und horizontal ſeyn. Wären nun alle dieſe Curven gleich, ſo würde die Einwirkung des Flüſſigen auf dieſen Punkt alle Mahl einerlei Richtung haben, aber an Intenſität verſchieden ſeyn. Es würde daher die aus der Einwirkung der Röhre und des Flüſſigen zuſammen geſetzte Kraft bei den verſchiedenen Flüſſigkeiten eine verſchiedene Richtung erhalten; da nun dieſe Richtung auf die Oberfläche ſenkrecht ſeyn muſs, wenn das Gleichgewicht beſtehen ſoll, ſo kann auch die Lage der Oberfläche nicht in dieſen verſchiedenen Fällen

einerlei seyn. Die Curven *AR* sind also verschieden, wenn $\frac{\varrho'}{\varrho}$ einen andern Werth erhält; die Oberflächen sind dann zugleich, da, wo sie die Röhrenwand berühren, ungleich gegen diese geneigt; und diese Neigung bestimmt, wie wir oben gesehen haben, die Grösse des Kugelsegments, welchem der ausserhalb der Wirkungssphäre der Röhrenwand liegende Theil der Oberfläche in engen Röhren sich nähert, und sie bestimmt zugleich die Höhe, bis zu welcher das Fluidum sich erhebt.

„Wenn der Quotient $\frac{\varrho'}{\varrho}$ wächst, so wird die „Curve immer mehr concav, und die ganze Ober„fläche des Flüssigen in der Röhre wird eine Halb„kugel, wenn $\varrho = \varrho'$ ist." Wir wollen uns vorstellen, die Röhre bestehe mit dem Fluidum aus einerlei Materie, und die Oberfläche *ABC* (Fig. 14.) sey eine Halbkugel. Betrachtet man nun *ABCS* als die vollständige Kugelfläche, und denkt sich auch den obern Theil der Röhre *RASC* mit eben dem *Fluidum* gefüllt, so wirken, wenn man die Schwere bei Seite setzt (welches in sehr engen Röhren geschehen darf), wegen der Gleichartigkeit der Materie des Flüssigen und der Röhre, auf jeden Punkt der Oberfläche *ABC* gleiche, und auf die Oberfläche senkrechte Kräfte, und dieses reicht hin, um das Gleichgewicht zu erhalten. (Diese Gleichheit und Perpendicularität der Kräfte in jedem Punkte der Oberfläche rührt nämlich daher, weil die Kugel ganz mit der gleichartigen Materie um-

geben ist, und es hier auf die Dicke der umgebenden Schichte gar nicht ankommt.) Läfst man nun auch den obern Theil *RASC* weg, so kann diess die wirkenden Kräfte auf *ABC* nur unmerklich ändern, wenn die Attraction nur in unmerklichen Entfernungen wirksam ist, und die Oberfläche ist folglich eine Halbkugel für $\varrho = \varrho'$.

Wenn die Attraction der Röhre auf das Flüssige stärker ist, als die Attraction der Theilchen des Flüssigen unter einander, so scheint es, dafs das Flüssige sich an die Röhre anhängt und ein Röhrchen innerhalb bildet, welches dann eigentlich die Oberfläche des Flüssigen erhebt und sie concav und halbkugelförmig macht. Wahrscheinlich findet dieses bei Wasser und Oehlen in Glasröhren Statt.

Wir wollen jetzt den Fall einer *convexen* Oberfläche betrachten. Es sey (Fig. 15.) *BAC* eine vertikale, in ein Flüssiges der Art eingetauchte Ebene, und *AR* der Durchschnitt der flüssigen Oberfläche mit einer auf jene Ebene senkrechten Ebene; *AD* sey eine Tangente an *AR*, und $BAD = \vartheta$. Die vertikale Attraction des Flüssigen *DAN* niederwärts würde $= -\varrho' K . (1 - \sin.\vartheta)$, und die horizontale Attraction $= \varrho' K . \cos.\vartheta$, von *A* nach *N*, seyn. Da aber nicht *DAN*, sondern *RAN* die anziehende Masse ist, so muss man für den Zwischenraum *DAR* etwas abziehen. *Q* sey die Attraction dieses Theilchens auf *A* nach der Richtung *AQ*, und $BAQ = \omega$, so ist für *DAR* die vertikale Attraction $= -Q . \cos.\omega$

und die horizontale $= Q . \sin . \omega$. Es ist also für die Masse *RAN* die vertikale Attraction $=$ $Q \cos . \omega - \varrho' K (1 - \sin . \vartheta)$, und die horizontale $= \varrho' K \cos . \vartheta - Q . \sin . \omega$. Die vertikale und horizontale Attraction der Masse *NAC* ist $= \varrho' K$, die vertikale Attraction der Ebene $= o$, und die horizontale $= - 2\varrho K$. Ist also *AV* die Richtung der mittlern Kraft, die wir $= R$ setzen, so ist *AV* senkrecht auf *AD* und

$$R . \sin . \vartheta = \varrho' K + Q . \cos . \omega - \varrho' K (1 - \sin . \vartheta),$$
$$R . \cos . \vartheta = (\varrho' - 2\varrho) K + \varrho' K . \cos . \vartheta - Q . \sin . \omega,$$

folglich

$$(\varrho' - 2\varrho) K . \sin . \vartheta = Q . \cos . (\omega - \vartheta),$$

und hier sind $\sin . \vartheta$, Q und $\cos . (\omega - \vartheta)$ positiv, wenn die Curve *AR* convex ist. In diesem Falle muss also $\varrho < \frac{1}{2}\varrho'$ seyn, und „es ist folglich die „Oberfläche convex oder concav, je nachdem $\varrho <$ „oder $> \frac{1}{2}\varrho'$ ist."

„Im Haarröhrchen nähert sich die Oberfläche „desto mehr einer convexen Halbkugel, je kleiner „ϱ ist, und wenn $\varrho = o$ oder unmerklich wäre, so „würde die Oberfläche wirklich eine Halbkugel bil- „den." *ASC* (Fig. 14.) sey diese halbkugelförmige Oberfläche, und *ASCB* die vollständige Kugel. Wäre nun der Theil *ABCNM* des Flüssigen gar nicht da, und setzt man die Schwere bei Seite, so wirken auf jeden Punkt der Kugelfläche gleiche und gegen diese Oberfläche senkrechte Kräfte; dann also wird das Gleichgewicht bestehen. Aber wenn nun auch die Masse *ABCNM* nicht fehlt, so

sieht man doch leicht, dass die Wirkung von *MAB* auf *A* unbedeutend ist gegen die Wirkung der Kugel auf diesen Punkt, und daher braucht man nicht ein Mahl für *A* und noch weniger für die übrigen Punkte der Oberfläche auf diese Einwirkung Rücksicht zu nehmen. Folglich besteht das Gleichgewicht, wenn das Fluidum eine convexe halbkugelförmige Oberfläche hat. Zwischen den Grenzen $\varrho = o$ und $\varrho = \frac{1}{2}\varrho'$ nimmt die Convexität der Oberfläche ab; diese wird horizontal für $\varrho = \frac{1}{2}\varrho'$, und concav für grössere Werthe von ϱ, bis sie endlich für $\varrho = \varrho'$ eine concave Halbkugel wird *).

III. Versuche zu den vorstehenden Untersuchungen, und Vergleichung derselben mit der Theorie;

frei bearbeitet von Gilbert.

Zu §. 6, 7, 8 und 9.

Ich habe (in 6. und 7.) gezeigt, dass aus meiner Theorie der haarröhren-artigen Erscheinungen nothwendig folgt, dass in ungleich weiten Haarröhren, die aus einerlei Materie bestehen, ein Flüssiges über sein Niveau zu Höhen ansteigen oder unter demselben stehen bleiben muss, welche dem Durchmesser der Röhrchen verkehrt proportional sind. Eben so habe ich (in 9.) aus meiner Theorie dargethan, dass zwischen zwei senkrechten

und

*) Vergl. oben S. 29. *Gilbert.*

und parallelen einander sehr nahen Ebenen, die Höhe eines Flüssigen über oder unter dem Niveau im verkehrten Verhältnisse der Entfernung der beiden Ebenen von einander stehen, und genau so hoch oder so tief seyn muss, als der Stand desselben Flüssigen in einer Haarröhre aus gleicher Materie, deren innerer Durchmesser halb so groß ist, als der Abstand der beiden Ebenen von einander. Diese Erscheinungen sind schon vor langer Zeit von den Physikern beobachtet und bewährt worden, wie die oben (S. 33.) angeführte Stelle aus Newton's Optik beweiset.

Die Herren Hauy und Tremery haben auf mein Ersuchen einige Versuche dieser Art aufs neue angestellt. Folgendes sind die Resultate derselben:

Stand von Flüssigkeiten in gläsernen Haarröhren von verschiedener Weite.

In cylindrischen Haarröhrchen aus einerlei *Glasart*, deren

innerer Durchmesser war: 2 ; $\frac{4}{3}$; $\frac{3}{4}$ Millimeter,

hatten folgende Höhen über dem Niveau:

Wasser	6,75 ;	10 ;	18,5	Millimeter.
Orangen-Oehl	3,4 ;	5 ;	9	Millimeter.

Sind die Höhen eines Flüssigen mit dem Durchmesser der Haarröhren verkehrt proportional, so muss für alle Röhrchen das Zahlprodukt aus ihrem innern Durchmesser in die Höhe des Flüssigen in ihnen, ein und dasselbe seyn; und zwar giebt, wenn beide Größen in Millimetern ausgedruckt sind,

dieses Produkt die Höhe, welche, dem Versuche entsprechend, die Flüssigkeit in einem Haarröhrchen annehmen müsste, welches 1 Millimeter zum Durchmesser hätte. Diese Produkte sind, zu Folge der vorstehenden Versuche,

für Wasser	13,5;	13,333;	13,875	Millimeter.
für Orangen-Oehl	6,8;	6,667;	6,75	Millimeter.

Die grosse Uebereinstimmung dieser Resultate unter einander, so wohl bei den Versuchen mit Wasser, als bei denen mit Orangen-Oehl, ist ein Beweis, dass die Höhen, bis zu welchen ein Flüssiges in Röhren von verschiedener Weite ansteigt, im verkehrten Verhältnisse der Weiten der Röhrchen stehen.

Das Mittel aus diesen Resultaten giebt für ein Haarröhrchen aus Glas von 1 Millimeter Durchmesser eine Erhebung des *Wassers* von 13,569 und des *Orangen-Oehls* von 6,7398 Millimeter.

Um dasselbe Gesetz bei der *Depression des Quecksilbers* zu prüfen, tauchten die Herren Hauy und Tremery die beiden ersten Haarröhrchen, die zu dem vorigen Versuche gedient hatten, in *Quecksilber*, bis zu einer Tiefe, die sie genau gemessen hatten; verschlossen dann die untern Oeffnungen derselben mit einer sehr ebenen Platte, welche das Quecksilber heraus zu fliessen verhinderte, hoben die Röhren heraus, und massen die Länge der Quecksilbersäule, die sich in ihnen befand. Der Unterschied der erstern Tiefe und dieser Länge gab die Grösse, um welche das Queck-

silber in den beiden Haarröhren unter dem Niveau der Quecksilberfläche in dem Gefäſse ſtand. So fand ſich Folgendes:

Innerer Durchmeſſer der Haarröhre	2 ; $\frac{2}{3}$ Millim.
Erniedrigung des Queckſilbers unter dem Niveau - - -	$3\frac{2}{3}$; $5\frac{1}{2}$ —
Beträgt für ein 1 Millimeter weites Haarröhrchen - - -	$7\frac{1}{3}$; $7\frac{1}{3}$ —

Auch in dieſem Falle entſpricht alſo der Verſuch völlig dem Geſetze, daſs die Erniedrigung dem Durchmeſſer der Röhrchen verkehrt proportional iſt.

Zwiſchen zwei ſenkrechten parallelen Ebenen aus Glas, die 1 *Millimeter von einander entfernt waren*, fanden dieſe Phyſiker *Waſſer* 6,5 Millim. über dem Niveau ſtehend. Dieſe Höhe iſt ſehr wenig von 6,784 Millim. verſchieden, der Hälfte der Höhe, welche Waſſer in einem Haarröhrchen von 1 Millimeter Durchmeſſer einnimmt. Auch hierin ſtimmt alſo die Theorie mit der Erfahrung überein. Wir haben oben (S. 33.) geſehen, daſs Newton die Höhe des Waſſers zwiſchen zwei Glasebenen, die um $\frac{1}{100}$ engl. Zoll von einander entfernt ſind, auf 1 engl. Zoll angiebt. Der engl. Zoll iſt gleich 25,3618 Millim. Newtons Verſuch und dem Geſetze des umgekehrten Verhältniſſes der Höhen mit den Durchmeſſern entſprechend, müſste alſo zwiſchen zwei Glasebenen, die 1 Millimeter von einander entfernt ſind, Waſſer bis zu einer Höhe *h* ſteigen, welche folgender Gleichung entſpricht:

$$1 \text{ engl. Z.} \times \frac{1}{100} \text{ engl. Z.} = \frac{(25^m,3918)^2}{100} = h^m \times 1^m$$

dieses Produkt die Höhe, welche, dem Versuche entsprechend, die Flüssigkeit in einem Haarröhrchen annehmen müsste, welches 1 Millimeter zum Durchmesser hätte. Diese Produkte sind, zu Folge der vorstehenden Versuche,

für Wasser 13,5; 13,333; 13,875 Millimeter.
für Orangen-Oehl 6,8; 6,667; 6,75 Millimeter.

Die grosse Uebereinstimmung dieser Resultate unter einander, so wohl bei den Versuchen mit Wasser, als bei denen mit Orangen-Oehl, ist ein Beweis, dass die Höhen, bis zu welchen ein Flüssiges in Röhren von verschiedener Weite ansteigt, im verkehrten Verhältnisse der Weiten der Röhrchen stehen.

Das Mittel aus diesen Resultaten giebt für ein Haarröhrchen aus Glas von 1 Millimeter Durchmesser eine Erhebung des *Wassers* von 13,569 und des *Orangen-Oehls* von 6,7398 Millimeter.

Um dasselbe Gesetz bei der *Depression des Quecksilbers* zu prüfen, tauchten die Herren Hauy und Tremery die beiden ersten Haarröhrchen, die zu dem vorigen Versuche gedient hatten, in *Quecksilber*, bis zu einer Tiefe, die sie genau gemessen hatten; verschlossen dann die untern Oeffnungen derselben mit einer sehr ebenen Platte, welche das Quecksilber heraus zu fliessen verhinderte, hoben die Röhren heraus, und massen die Länge der Quecksilbersäule, die sich in ihnen befand. Der Unterschied der erstern Tiefe und dieser Länge gab die Grösse, um welche das Queck-

silber in den beiden Haarröhren unter dem Niveau der Quecksilberfläche in dem Gefäſse ſtand. So fand ſich Folgendes:

Innerer Durchmeſſer der Haarröhre	2 ; $\frac{2}{3}$	Millim.
Erniedrigung des Queckſilbers unter dem Niveau - - -	$3\frac{2}{3}$; $5\frac{1}{2}$	—
Beträgt für ein 1 Millimeter weites Haarröhrchen - - -	$7\frac{1}{3}$; $7\frac{1}{3}$	—

Auch in dieſem Falle entſpricht alſo der Verſuch völlig dem Geſetze, daſs die Erniedrigung dem Durchmeſſer der Röhrchen verkehrt proportional iſt.

Zwiſchen zwei ſenkrechten parallelen Ebenen aus Glas, *die* 1 *Millimeter von einander entfernt waren*, fanden dieſe Phyſiker *Waſſer* 6,5 Millim. über dem Niveau ſtehend. Dieſe Höhe iſt ſehr wenig von 6,784 Millim. verſchieden, der Hälfte der Höhe, welche Waſſer in einem Haarröhrchen von 1 Millimeter Durchmeſſer einnimmt. Auch hierin ſtimmt alſo die Theorie mit der Erfahrung überein. Wir haben oben (S. 33.) geſehen, daſs Newton die Höhe des Waſſers zwiſchen zwei Glasebenen, die um $\frac{1}{100}$ engl. Zoll von einander entfernt ſind, auf 1 engl. Zoll angiebt. Der engl. Zoll iſt gleich 25,3618 Millim. Newtons Verſuch und dem Geſetze des umgekehrten Verhältniſſes der Höhen mit den Durchmeſſern entſprechend, müſste alſo zwiſchen zwei Glasebenen, die 1 Millimeter von einander entfernt ſind, Waſſer bis zu einer Höhe h ſteigen, welche folgender Gleichung entſpricht:

$$1 \text{ engl. Z.} \times \frac{1}{100} \text{ engl. Z.} = \frac{(25^m,3918)^2}{100} = h^m \times 1^m$$

Dieses giebt $h = 6,4474$ Millim., welches sehr wenig von dem Resultate des Versuchs der Herren Hauy und Tremery abweicht.

Versuch des Hrn. Haüy *mit einem haarröhrenartigen cylindrischen Mantel.*

Wir haben (in 8.) gesehen, dass, wenn man zwei cylindrische Glasröhren, eine weitere und eine engere, so in einander stellt, dass sie dieselbe Achse haben, Wasser über sein Niveau bis zu derselben Höhe in dem cylindrischen Mantel zwischen den beiden Röhren, als in Haarröhrchen ansteigt, wenn deren innerer Durchmesser halb so gross ist, als der Abstand der beiden Cylinderflächen von einander. Sind die Halbmesser der beiden Cylinder unendlich, so geht dieser Fall in den zweier Ebenen über, die sehr nahe bei einander sind, und für diese Grenze haben wir so eben das Resultat durch Versuche bestätigt gesehen. Um ihn auch für den Fall, wenn die beiden Durchmesser der Cylinder sehr klein sind, zu prüfen, machte Herr Hauy den folgenden Versuch.

Er stellte in eine genau calibrirte Glasröhre, deren innerer Durchmesser 5 Millim. betrug, einen Glascylinder von 3 Millimeter Durchmesser, und traf alle nöthigen Vorsichts-Massregeln, um die Achsen beider genau zusammen fallen zu machen. Als er darauf das untere Ende beider in Wasser setzte, stieg dieses in dem cylindrischen Zwischenraume bis zu einer Höhe von sehr nahe, doch nicht

ganz, 7 Millim. über das Niveau. Da die Weite des cylindrischen Mantels 1 Millim. betrug, so hätte, nach der Theorie, das Wasser in demselben so hoch ansteigen müssen, als zwischen zwei Glasebenen, die um 1 Millim. von einander abstehen, folglich, nach dem vorigen Versuche, bis zu einer Höhe von 6,784 Millim. Damit stimmt, wie man sieht, das Resultat des Versuchs sehr gut überein. Das allgemeine Resultat der Theorie für haarröhren-artige cylindrische Mäntel findet sich also in seinen beiden Grenzen — für den Zwischenraum zwischen zwei Ebenen, und für den zwischen einem äufsern und einem innern concentrischen Cylinder — bestätigt.

Die Resultate dieser Versuche müssen mit der Temperatur ein wenig variiren; man kann annehmen, dafs die vorstehenden bei einer Temperatur von 10° des Centesimal-Thermometers angestellt sind. Ueberhaupt erfordern Versuche dieser Art eine ganz besondere Sorgfalt: die Röhren müssen gut calibrirt und ihre Durchmesser genau bestimmt werden; die innern Oberflächen der Röhrchen und der Ebenen dürfen weder ganz trocken noch zu sehr angefeuchtet seyn; die Höhen, bis zu welchen das Flüssige angestiegen ist, muss man, während die Röhrchen noch in der Flüssigkeit eingetaucht sind, messen, weil sonst der Tropfen, der sich an der untern Oeffnung bildet, wenn man das Röhrchen heraus zieht, einen höhern Stand bewirkt; die Höhen müssen endlich von der Hori-

Dieses giebt $h = 6{,}4474$ Millim., welches sehr wenig von dem Resultate des Versuchs der Herren Hauy und Tremery abweicht.

Versuch des Hrn. Hauy *mit einem haarröhrenartigen cylindrischen Mantel.*

Wir haben (in 8.) gesehen, dass, wenn man zwei cylindrische Glasröhren, eine weitere und eine engere, so in einander stellt, dass sie dieselbe Achse haben, Wasser über sein Niveau bis zu derselben Höhe in dem cylindrischen Mantel zwischen den beiden Röhren, als in Haarröhrchen ansteigt, wenn deren innerer Durchmesser halb so groß ist, als der Abstand der beiden Cylinderflächen von einander. Sind die Halbmesser der beiden Cylinder unendlich, so geht dieser Fall in den zweier Ebenen über, die sehr nahe bei einander sind, und für diese Grenze haben wir so eben das Resultat durch Versuche bestätigt gesehen. Um ihn auch für den Fall, wenn die beiden Durchmesser der Cylinder sehr klein sind, zu prüfen, machte Herr Hauy den folgenden Versuch.

Er stellte in eine genau calibrirte Glasröhre, deren innerer Durchmesser 5 Millim. betrug, einen Glascylinder von 3 Millimeter Durchmesser, und traf alle nöthigen Vorsichts-Massregeln, um die Achsen beider genau zusammen fallen zu machen. Als er darauf das untere Ende beider in Wasser setzte, stieg dieses in dem cylindrischen Zwischenraume bis zu einer Höhe von sehr nahe, doch nicht

ganz, 7 Millim. über das Niveau. Da die Weite des cylindrischen Mantels 1 Millim. betrug, so hätte, nach der Theorie, das Wasser in demselben so hoch ansteigen müssen, als zwischen zwei Glasebenen, die um 1 Millim. von einander abstehen, folglich, nach dem vorigen Versuche, bis zu einer Höhe von 6,784 Millim. Damit stimmt, wie man sieht, das Resultat des Versuchs sehr gut überein. Das allgemeine Resultat der Theorie für haarröhren-artige cylindrische Mäntel findet sich also in seinen beiden Grenzen — für den Zwischenraum zwischen zwei Ebenen, und für den zwischen einem äussern und einem innern concentrischen Cylinder — bestätigt.

Die Resultate dieser Versuche müssen mit der Temperatur ein wenig variiren; man kann annehmen, dass die vorstehenden bei einer Temperatur von 10° des Centesimal-Thermometers angestellt sind. Ueberhaupt erfordern Versuche dieser Art eine ganz besondere Sorgfalt: die Röhren müssen gut calibrirt und ihre Durchmesser genau bestimmt werden; die innern Oberflächen der Röhrchen und der Ebenen dürfen weder ganz trocken noch zu sehr angefeuchtet seyn; die Höhen, bis zu welchen das Flüssige angestiegen ist, muss man, während die Röhrchen noch in der Flüssigkeit eingetaucht sind, messen, weil sonst der Tropfen, der sich an der untern Oeffnung bildet, wenn man das Röhrchen heraus zieht, einen höhern Stand bewirkt; die Höhen müssen endlich von der Hori-

rizontalebene der Flüssigkeit in dem Gefäſse an bis zu dem niedrigsten Punkte des hohlen und bis an den höchsten Punkt des erhabenen Meniscus in dem Haarröhrchen gemessen werden *).

Zu §. 11.

Eine der interessantesten unter den haarröhren-artigen Erscheinungen, die zur Prüfung der vorstehenden Theorie am mehresten geeignet ist, zeigt ein Tröpfchen einer Flüssigkeit in einem *konischen Haarröhrchen*, oder *zwischen zwei sehr nahe gegen einander geneigten Ebenen*. Ich habe die Analyse dieser Fälle in 10. und in 11. gegeben, hier wollen wir sie mit der Erfahrung vergleichen.

Hawksbee hat einen Versuch mit einem Tropfen *Orangen-Oehl*, den er zwischen zwei Glasebenen brachte, mit groſser Sorgfalt angestellt. Folgendes ist der [etwas abgekürzte] Bericht, den er davon macht.

„Ich nahm zwei ebene Glasplatten, jede 20 Zoll lang und 4 Zoll breit; die obere Fläche derje-

*) Man wird in den folgenden Hauptheilen finden, daſs es hier auf die *mittleren Höhen* ankommt, und was Hr. La Place darunter versteht; daſs Alkohol zu allen Versuchen dieser Art dem Wasser, das fast immer Irregularitäten zeigt, vorzuziehen ist, und warum; und daſs endlich Hr. Gay-Lussac Methoden erdacht hat, die Versuche über haarröhren-artige Wirkungen mit der Vollkommenheit astronomischer Beoachtungen anzustellen.
Gilbert.

e mir zur untersten diente, war ho
Centrum ihrer Achse *). Nach-
Glasebenen gut gereinigt hatte,
inen in Orangen-Oehl ge-
te dann auf die untere,
nen oder zwei Tropfen
l liess die zweite Glasplatte
n mit der untern einen sehr klei-
machte, der sich nach der Seite der
fnete, und mittelst einer Schraube sich
sern oder verkleinern liess]. Sobald die zweite Glasplatte den Oehltropfen berührte, verbreitete dieser sich zwischen beide Gläser ziemlich weit, wenn ich dann aber die obere Platte an der freien Seite vermittelst der Schraube ein wenig hob, so sammelte er sich sehr bald wieder in eine einzige Masse, welche ein Kügelchen bildete, das die beiden Platten berührte, und sich sogleich nach der Seite hin in Bewegung setzte, wo die Glasflächen auf einander lagen. Als dieses Kügelchen bis auf 2 Zoll von der Achse gekommen war, erhob ich die Platten an der Seite der sich berührenden Ränder allmählich um 15′, und nun blieb der Tropfen unbeweglich stehen. Dann liess ich die Platten wieder in ihre anfängliche Lage

*) Die beiden Ebenen berührten sich an dem einen ihrer Ränder, und die Achse [um welche sich beide Ebenen in unveränderter Lage gegen einander aufwärts drehen liessen] befand sich am entgegen gesetzten Rande der untern Ebene.

La Place.

herab, und der Tropfen schritt aufs neue fort. Als er bis 4 Zoll von der Achse fortgeschritten war, musste ich beide Platten an den sich berührenden Rändern um 25′ erheben, um den Tropfen zum Stehen zu bringen. So setzte ich den Versuch fort, bis sich der Tropfen den sich berührenden Rändern bis auf 2 Zoll genähert hatte. Ich muss hierbei bemerken, dass, wenn der Tropfen auf den Ebenen sich um 17 Zoll von den Achsen entfernt [diesen Rändern also bis auf 3 Zoll genähert] hatte, er oval wurde, und dass seine Gestalt sich immer mehr ins Längliche zog, je weiter er fortschritt. War er nicht äusserst klein, so theilte er sich zuletzt; ein Theil lief dann zurück, der andere fuhr fort anzusteigen. Um diesen bei 18 Zoll Entfernung von den Achsen zum Stillstehen zu bringen, mussten die Ebenen um 22° gehoben werden, und das ist der grösste Neigungswinkel, den ich beobachten konnte. Die Ebenen standen an ihrer Achse um ungefähr $\frac{1}{16}$ Zoll von einander ab. Grosse und kleine Tropfen gaben mir nur sehr kleine Verschiedenheiten bei diesem Versuche. Die Neigungswinkel der untern Ebene habe ich an einem, auf Papier gezeichneten Kreisbogen von beinahe 20 Zoll Halbmesser, der in Viertel-Grade getheilt war, gemessen. Folgende Resultate sind ein Mittel aus einer grossen Menge solcher Versuche, die nur sehr wenig von einander abweichen, und sind daher sehr genau:"

A. Abstand des Orangen-Oehl-Tropfens von der Achse:
B. Erhebungs-Winkel der Ebenen nach der Sexagesimal-Eintheilung:

A.	B.	A.	B.
2 engl. Zoll.	15'	14 engl. Zoll.	2° 45'
4 —	25	15 —	4 0
6 —	35	16 —	6 0
8 —	45	17 —	10 0
10 —	1° 0	18 —	22 0
12 —	1 45		

Hawksbee sagt zwar nicht ausdrücklich, daſs er den Abstand der Tropfen von der Achse von dem Mittelpunkte der Tropfen an gemessen habe; das scheint indeſs aus dem zu erhellen, was Newton von diesem Versuche in seiner Optik Frage 31. anführt, und was man hier weiter hin finden wird. Ich nehme dieses daher bei meiner Berechnung an; auf jeden Fall entsteht daraus nur ein unbedeutender Irrthum.

Es sey nun *V* der Neigungswinkel, welchen eine Ebene, die den Winkel der beiden Glasplatten halbirt in den verschiedenen Lagen dieser Platten mit dem Horizonte macht; *a* der jedesmahlige Abstand des Mittelpunkts des Tropfens von der Durchschnittslinie der beiden Ebenen; und endlich *h* die Höhe, bis zu welcher die Flüssigkeit zwischen den beiden Glasplatten ansteigen würde, wenn sie senkrecht und parallel ständen und von einander die Entfernung hätten, welche sie bei diesem Versuche im Abstande *b* von ihrer Durchschnittslinie haben. Dieses voraus gesetzt, so er-

hellet aus 11. (Seite 86.), dafs sehr nahe seyn wird

$$\sin. V = \frac{h}{b} \cdot \frac{b^2}{a^2}.$$

Bei den Versuchen Hawksbee's waren die beiden Glasplatten in einem Abstande von 20 Zoll von ihrer Durchschnittslinie, da, wo die Achse an ihrem Rande angebracht war, um $\frac{1}{16}$ Zoll von einander entfernt; sie machten also mit einander einen Winkel von 10′ 44″. Um die Hälfte dieses Winkels, d. i. um 5′ 22″, sind also die Neigungswinkel der untern Platte, welche Hawksbee angiebt, zu vermindern, wenn man den wahren Werth von V haben will. Die Werthe von a erhält man aus seinen Angaben, wenn man die Entfernungen des Tropfens von der Achse, wie sie sich bei ihm finden, von 20 Zoll abzieht. Setzen wir endlich b gleich 10 engl. Zollen, in welchem Abstande von ihrer Durchschnittslinie die beiden Ebenen um $\frac{1}{32}$ Zoll von einander entfernt waren, so ist h derjenigen Höhe gleich, bis zu welcher Orangen-Oehl zwischen zwei senkrechten parallen Glasplatten, die um $\frac{1}{32}$ engl. Zoll von einander entfernt sind, über das Niveau ansteigen würde. Nun aber haben wir gesehen, dafs diese Höhe halb so grofs ist, als die, in welcher Orangen-Oehl in einem cylindrischen Haarröhrchen aus Glas von demselben Durchmesser steht; und dafs in einem Haarröhrchen, von 1 Millim. Durchmesser, Orangen-Oehl 6,7389 Millim. hoch steht. Da nun

1 englischer Zoll gleich ist 25,3918 Millim., so muss seyn

$$\frac{1}{32}\,\text{e.Z.} : \frac{1}{25,3918}\,\text{e.Z.} = \frac{1}{2} \cdot \frac{6,7389}{25,3918}\,\text{e.Z.} : h\,\text{e.Z.},$$

und also ist $h = \frac{16 \cdot 6,7389}{(25,3918)^2}$ engl. Zoll; und es verwandelt sich daher für diesen Versuch die obige Formel in folgende:

$$\sin.\,V = \frac{16 \cdot 6,7389}{16 \cdot (25,3918)^2} \cdot \frac{100}{a^2},$$

worin a in engl. Zollen gegeben werden muss.

Die folgende Tafel zeigt die hieraus berechneten Werthe von V für die einzelnen von Hawksbee beobachteten Werthe von a.

Abstand des Mittelpunkts d. Tropfens von der Durchschn. Lin. der Eben. od. a	Neigungs-Winkel V der Ebenen für den Fall des Gleichgewichts: beobachteter.	berechneter.	Unterschied in Theilen des beobachteten Winkels.
18 engl. Z.	9′ 38″	17′ 44″	+ 5/6
16	19 38	22 27	+ 1/7
14	29 38	29 20	− 1/97
12	39 38	39 55	+ 1/140
10	54 38	57 29	+ 1/19
8	1° 39 38	1° 29 53	− 1/10
6	2 39 38	2 39 45	+ 1/1368
5	3 54 38	3 50 6	− 1/32
4	5 54 38	5 59 58	+ 1/86
3	9 34 38	10 42 31	+ 1/12
2	21 54 38	24 42 49	+ 10/78

Die berechneten Werthe des Neigungswinkels V stimmen mit den beobachteten so gut überein, wie man das bei einer Formel, die sich bloss der wahren nähert, und bei Beobachtungen, in welchen Winkel unter 15′ geschätzt wurden, nur immer erwarten kann. In den grössten und in den

kleinsten Entfernungen des Tropfens von der Durchschnittslinie der beiden Ebenen sind die Unterschiede am gröſsten; dieſs muſs auch so seyn, nach meiner Analyse, wie man sie in 11. findet, weil der Tropfen in den gröſsten Entfernungen noch nicht Breite genug, im Vergleiche mit seiner Dicke, in den kleinsten Entfernungen aber zu viel Breite für seinen Abstand von der Durchschnittslinie hat *).

Folgendes sagt von diesem Versuche Hawksbee's Newton in der 31. Frage am Ende seiner

*) Orangen-Oehl, sagt Hawksbee, läuft so schnell nach den auf einander liegenden Rändern der beiden Platten, daſs dieses der Genauigkeit der Beobachtung hinderlich wird. Aus dem Grunde habe er den Versuch mit einem Tropfen *Weingeist* wiederholt, der sich langsamer bewege. Diesen Versuch, welchen Herr La Place nicht berechnet, habe ich auf folgende Art mit seiner Formel verglichen. Der Versuch giebt die Gröſsen V und a. Nach der Formel ist aber $a^2 . \sin. V = h . b$. Es läſst sich also daraus für jeden Stand des Tropfens der Werth von hb berechnen. Wird nun, wie zuvor $b = 10$ engl. Zoll gesetzt, so findet man in Theilen eines englischen Zolls die Höhen h, bis zu welchen der Weingeist, der zu dem Versuche gedient hat, zwischen zwei senkrechten parallelen Glasebenen ansteigen müſste, wenn sie von einander denselben Abstand hätten, den bei Hawksbee's Versuchen die beiden gegen einander geneigten Ebenen in der Entfernung von 10 engl. Zollen von ihrer Durchschnittslinie hatten. Wären folglich Formel und Versuche beide völlig richtig, so müſsten während einer einzelnen Reihe von Versuchen, bei welchen die Neigung der beiden Ebenen gegen einander unverändert bleibt, die Werthe von h durchgehends gleich seyn. Bei der ersten Reihe von Versuchen sollen beide Ebenen mit einander einen Winkel von 18′, bei der zweiten von 10′ gemacht haben. Die von Hawksbee beobachteten Neigungswin-

Optik: „Man nehme zwei ebene polirte Glastafeln, die 3 bis 4 Zoll breit und 20 bis 25 Zoll lang sind, und lege die eine horizontal, und auf sie die zweite so, dass sie sie an dem einen Ende berührt und mit ihr einen Winkel von 10 oder 15' macht. Hat man nun zuvor die beiden innern Glasflächen mit einem in Orangen-Oehl oder in Terpenthin-Spiritus getauchten Lappen nass gemacht, und einen oder zwei Tropfen jenes Oehls oder dieses Spiritus auf die untere Tafel unweit dieses Randes, der

kel der untern Ebene, bei welchem der Tropfen ruhig stehen blieb, sind also im ersten Falle um 9', im zweiten um 5' zu vermindern; und so stehen sie in der folgenden Tabelle:

Versuch 1. mit 18' Neigung.			Versuch 2. mit 10' Neigung.	
a beobachtet. engl. Z.	V beobachtet verbessert.	h berechnet. engl. Z.	V beobachtet. verbessert.	h berechnet. engl. Z.
18½	36'	0,358	1° 25'	0,846
16½	46	0,364	1 45	0,831
14½	56	0,342	2 5	0,762
12½	1° 11	0,322	2 35	0,721
10½	1 21	0,259	3 5	0,593
9½	1 31	0,238	3 25	0,538
8½	1 51	0,233	3 55	0,514
7½	2 21	0,231	5	0,490
6½	3 11	0,234	7 35	0,557
5½	4 16	0,225	10 45	0,564
4½	5 51	0,206	14 13	0,497
4	7 14	0,201	17 55	0,492

Das Mittel aus allen Werthen für *h* von 14½ bis 4½ Zoll Abstand (innerhalb welcher Grenzen bei dem von Herrn La Place berechneten Versuche die Unterschiede nur gering sind), ist für Versuch 1., 0,254; und für Versuch 2., 0,582. Beide sollten zu einander im verkehrten Verhält-

von dem Winkel der beiden Glastafeln am weitesten entfernt ist, fallen lassen, so wird augenblicklich, (nachdem die obere Glastafel so auf die untere gelegt worden, dass sie, wie gesagt, an ihrem einen Ende die untere Glastafel, und an dem andern den Tropfen berührt, während beide einen Winkel von 10 bis 15′ mit einander machen,) der Tropfen nach der Seite hin, wo beide Tafeln sich berühren, sich in Bewegung setzen, und mit beschleunigter Bewegung fort gehen, bis er dorthin gelangt ist; denn die beiden Gläser ziehen den Tropfen an, und treiben ihn nach der Seite zu, nach welcher die Anziehungen hin geneigt sind. Hebt man, während der Tropfen sich bewegt, die Glastafeln an dem Ende auf, wo sie sich berühren, so steigt der Tropfen, der sich dahin bewegt, zwischen ihnen an, und folglich wird er angezogen. Je höher man dieses Ende hebt, desto langsamer schreitet der Tropfen fort, und endlich bleibt er

nisse der zu h gehörigen Entfernungen beider Ebenen, also im Verhältnisse von 10 : 18 stehen; verhalten sich aber wie 10 : 22,9. Schon dieses ist ein Beweis, dass auf völlige Genauigkeit des Versuchs nicht zu rechnen ist, da die Neigungswinkel beider Ebenen gegen einander um mehrere Minuten falsch seyn müssen. Auch zeigen die Resultate der Berechnung bedeutende Anomalien.

Noch gehörten in Versuch I. zu einander folgende Werthe von

a :	$3\frac{3}{4}$;	$3\frac{1}{2}$;	$3\frac{1}{4}$;	3 – ;	$2\frac{3}{4}$;	$2\frac{1}{2}$;	$2\frac{1}{4}$;	2 e. Z.
V :	8° 31′ ;	9° 16′ ;	10° 21′ ;	12° 31′ ;	14° 51′ ;	18° 41′ ;	23° 16′ ;	29° 51′
h :	0,208 ;	0,197 ;	0,190 ;	0,195 ;	0,194 ;	0,200 ;	0,200 ;	0,199.

Gilbert.

ftehen, wenn er durch fein eigenes Gewicht eben fo ftark herabwärts, als durch die Anziehung heraufwärts gezogen wird. Durch diefes Mittel läfst fich finden, mit welcher Kraft der Tropfen in allen Entfernungen von der Linie, in der die beiden Gläfer fich berühren, angezogen wird. Aus einigen Verfuchen diefer Art, welche der fel. Hawksbee angeftellt hat, erhellet, dafs die Anziehung beinahe im umgekehrten doppelten Verhältniffe der Abftände des Mittelpunkts der Tropfen von der Linie, in der fich die beiden Gläfer berühren, fteht; nämlich verkehrt im einfachen Verhältniffe, weil der Tropfen fich dann immer weiter ausbreitet, und jedes Glas in einer gröfsern Fläche berührt; und nochmahls verkehrt im einfachen Verhältniffe, weil bei gleicher Oberfläche die Anziehungen immer ftärker werden. Folglich ift die Anziehung, welche in derfelben anziehenden Oberfläche vor fich geht, mit dem Abftande der beiden Gläfer von einander im verkehrten Verhältniffe; und es mufs daher, wenn der Abftand fehr klein ift, diefe Anziehung aufserordentlich grofs feyn." Die Erklärungen, welche Newton an diefer Stelle, und an der, die ich S. 33. aus ihm angeführt habe, von den haarröhren-artigen Erfcheinungen giebt, find ganz dazu geeignet, den grofsen Vorzug der mathematifchen und präcifen Theorie, die ich im vorigen Abfchnitte entwickelt habe, in die Augen fallen zu machen.

Zu §. 12.

[Die Versuche der HH. Hauy und Tremery über die *Gestalt der Oberfläche von Wasser, Orangen-Oehl und Queckfilber in Haarröhrchen aus Glas*, welche Hr. La Place hierher setzt, hat der Leser schon im ersten Abschnitte S. 27. gefunden.]

Herr La Place macht den Beschluss mit einer Anwendung auf das Barometer, welche den *Einfluss der Haarröhrchen-Wirkung auf den Barometerstand* und die davon abhängende Correction *der Barometerhöhen* betrifft. In heberförmigen Barometern mit Schenkeln von gleicher Weite findet kein Einfluss dieser Art Statt. Bei den Gefäss-Barometern wird er desto merkbarer, je enger die Röhre ist. In Barometern dieser Art ist immer die Quecksilbersäule, von der Spitze der Convexität an gerechnet, kleiner, als sie es dem Drucke der Atmosphäre gemäss seyn sollte; woraus erhellet, wie fehlerhaft es ist, wenn einige Beobachter die Höhe des Barometers vom Niveau des Quecksilbers bis an den Punkt der Röhre rechnen, wo die convexe Fläche das Glas berührt. Um die beobachteten Höhen solcher Barometer auf wahre Höhen zu reduciren, welche dem Drucke der Atmosphäre entsprechen, und um die Gefäss-Barometer dadurch völlig vergleichbar zu machen, bedarf es einer Correction wegen des Einflusses der Capillarität. Zu dieser gelangt man, wenn man die Differentialgleichung für $\frac{2}{b}$ §. 4., S. 51, durch Näherung integrirt.

grirt. Sie giebt beim Integriren

$$\frac{H}{b} = \frac{H}{u} \cdot \frac{\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} - \frac{2g}{u^2} \int zudu,$$

wobei die z von oben nach unten, von der Spitze der Queckſilber-Säule an zu nehmen ſind. $\frac{H}{gb}$ iſt die Haarröhrchen-Wirkung, oder das, was zur beobachteten Barometerhöhe hinzu gefügt werden muſs, damit man die wahre, dem Luftdruck entſprechende, Barometerhöhe erhalte. Nun iſt, nach dem Vorhergehenden,

$$\frac{2H \cdot \sin. \vartheta'}{1^{mi}} = g \cdot 7^{mi},333.$$

Es ſey l der Halbmeſſer der Röhre in Millimeter ausgedruckt. In den Punkten, wo $u = b$ iſt, hat man $\frac{\frac{dz}{du}}{\sqrt{\left(1 + \frac{dz^2}{du^2}\right)}} = \sin. \vartheta$. Folglich iſt der Werth von $\frac{H}{gb}$ gleich

$$\frac{1^{mi} \cdot 7^{mi},333}{2l} - \frac{2}{2l} \int zudu,$$

wenn dieſs Integral von $u = o$ bis $u = l$ genommen wird.

Um dieſes Integral zu haben, müſste man z als eine Function von u kennen. Es läſst ſich indeſs auch durch Beobachtung beſtimmen, wenn man bedenkt, daſs $2\pi \int zudu$ den Raum bedeutet, der

zwischen der convexen Oberfläche des Quecksilbers, einer durch den oberſten Punkt dieſer Convexität gelegten Horizontalebene, und den Wänden der Röhre enthalten iſt. Dieſer Raum läſst ſich durch das Gewicht von Queckſilber, welches erfordert wird, um ihn auszufüllen, mit Genauigkeit meſſen. Man kann daher eine Tafel bilden, entweder durch Hülfe der Integration oder durch Hülfe von Verſuchen, welche für die verſchiedenen Durchmeſſer l der Röhre, die Correction wegen des Einfluſſes der Capillarität giebt, die man den beobachteten Höhen eines Gefäſs-Barometers hinzu zu fügen hat, um die wahren Barometerhöhen zu erhalten. Genau genommen würde dieſes zwar voraus ſetzen, daſs alle ſolche Röhren von gleicher Natur ſind, die Verſchiedenheit ihrer Materie iſt indeſs an ſich nicht bedeutend, und die Wirkung der Glasröhre auf das Queckſilber muſs überhaupt nur ſehr klein ſeyn, ſoll die Oberfläche des Queckſilbers in ſehr engen Röhren nahe die Geſtalt einer Halbkugel annehmen können; die Verſchiedenheit des Glaſes kann daher keinen wahrnehmbaren Einfluſs auf die Barometerhöhen äuſsern.

II.

Einige Zeitungs-Nachrichten.

London, vom 11. Aug. 1809 *). Am 18. Apr. dieses Jahrs hat man bei *Martinique* eine Bouteille mit Briefen aus der See aufgefischt. Wie aus dem Inhalt erhellte, war die Flasche von dem Packetboote *Princess Elisabeth*, auf der Fahrt von England nach Brasilien, am 6. September 1808 wohl zugestopft in das Meer geworfen worden. Sie hatte also in der Richtung von Osten nach Westen, welches die der Strömung im atlantischen Meere ist, in 224 Tagen 2020 Seemeilen, im Durchschnitte also täglich 9 Seemeilen zurück gelegt. Der Vice-Admiral Cochrane hat diesen Vorfall an die Admiralität einberichtet.

Aachen, den 22. Aug. 1809 **). Der Luftschiffer Garnerin, welcher am 19. Abends um 10 Uhr von Tivoli, einem Garten in Paris, in seinem Aerostate abgereiset war, hat sich am andern Morgen zwischen 7 und 8 Uhr bei *Vals*, eine kleine Stunde von Aachen, nieder gelassen.

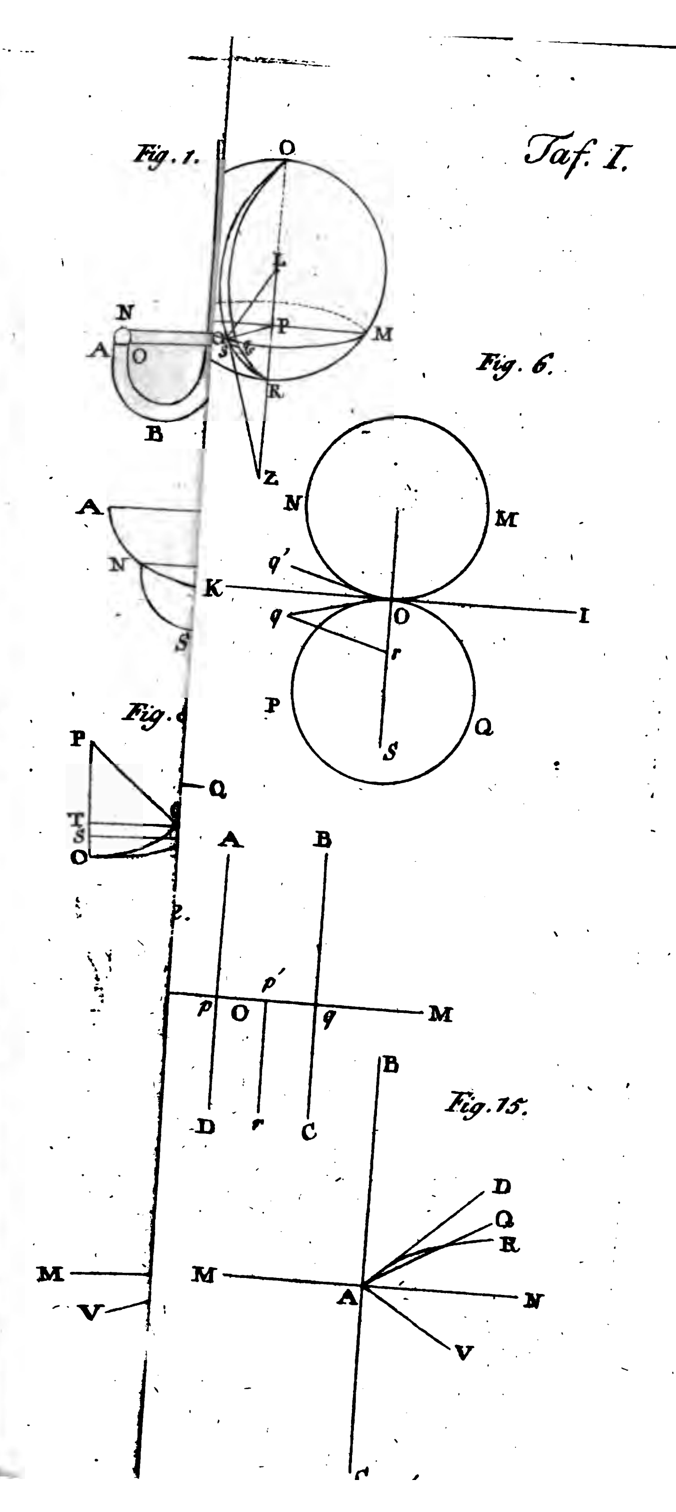
Kopenhagen, den 14. Okt. 1806 ***). Am 14. Okt., bei dem heitersten Wetter, liess Herr Robertson abermahls seinen Ballon vom Exercierplatze aufsteigen. Ein Eleve des Herrn Ro-

*) Hamb. Corresp. Aug. 22. 1809.
) Das. Sept. 1. 1809. *) Das. Okt. 18. 1806.

bertſon befand ſich in dem Korbe, der an dem Ballon befeſtigt war. In einer nicht ſehr beträchtlichen Höhe über dem Exercierplatze machte er ſich los, und kam mit Hülfe des Fallſchirms glücklich in der an den Platz ſtoſsenden Gotherſtraſse herab; doch war der Fall, weil die Höhe nur gering war, ſehr heftig. Der Ballon, deſſen Ventil der Luftſchiffer geöffnet hatte, hielt ſich ungefähr noch ¼ Stunde in der Luft, und fiel dann in den Stadtgraben.

Lille *). Am zweiten Oſtertage ſtieg ein junger verdienſtvoller Mann, Herr Mosment, zum neunten Mahle in einem groſsen Luftballon auf. Er erhob ſich majeſtätiſch, lieſs einen Hund mit einem Fallſchirm herunter, und ſchwebte über der Stadt in einer anſehnlichen Höhe. Ein lichter Punkt beſchäftigte die Augen der Zuſchauer; es war Mosment's Fahne; ſie ſchwebte herab, und zugleich ſtieg der Luftball ſo hoch, daſs man ihn aus den Augen verlor. Indem man nun nach der Fahne ſah, muſs der unglückliche Mosment unbemerkt herab geſtürzt ſeyn. Man fand ſeinen blutigen Leichnam, zermalmt und unkenntlich, in dem Feſtungsgraben. Der Luftball iſt noch nicht wieder gefunden worden, und man weiſs nicht, ob Mosment ſchlafend aus der Gondel gefallen, oder ob das Reiſsen eines Stricks die Urſache dieſer traurigen Cataſtrophe geweſen iſt.

*) Berl. Spen. Zeit. April 22. 1806.



Taf. I.
Fig. 1.
O
L
N
P
M
A
O
R
B
Z
Fig. 6.
A
N
M
K
q'
q
O
I
r
S
P
Q
S
Fig.
P
Q
T
S
O
A
B
p'
p
O
q
M
D
r
C
B
Fig. 15.
D
Q
R
M
M
A
N
V
V

ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, ZEHNTES STÜCK.

I.

DARSTELLUNG
der neuern Unterfuchungen des Hrn. La Place *über die haarröhren-artigen Wirkungen;*

von

B I O T,

Mitgl. des National-Inftituts.

Als Einleitung zu den drei folgenden Haupttheilen der Theorie des Hrn. La Place, frei überfetzt von Gilbert *).

Es ift ungefähr ein Jahr her, als ich meine Anzeige von der Entdeckung niederfchrieb, welche Herr La Place von der wahren Theorie der fo genannten *haarröhren-artigen* Erfcheinungen (*phénomènes capillaires*) gemacht hat **). Er hatte damahls bewiefen, dafs die Urfache diefer Wirkungen in der Anziehung liegt, welche die Flüf-

*) Nach dem *Journal de Phyf. Juillet* 1807. Man vergl. im vorigen Hefte S. 6. *Gilbert.*

**) Sie fteht in diefen *Annalen*, B. XXV. S. 233 f. *Gilbert.*

figkeiten auf fich felbft, und auf Körper, die darin eingetaucht find, ausüben, und dafs diefe Attraction modificirt wird durch die Geftalt diefer Körper, und durch die Geftalt, welche das Flüffige in der Berührung mit ihnen annimmt. Die erften Unterfuchungen des Herrn La Place über diefe Erfcheinungen hatten uns die wahre Erklärung derfelben, ihre Beziehung auf einander, und felbft ihr Maafs in Zahlen kennen gelehrt; er vielleicht allein hielt diefen Gegenftand dennoch für nicht erfchöpft.

In dem *Supplément à la Théorie de l'action capillaire*, welche er jetzt bekannt macht, will er, wie er fagt, nicht blofs die Theorie der haarröhren-artigen Wirkungen vervollkommnen, und fie noch auf mehrere Gegenftände anwenden, um fie durch neue Vergleichungen mit der Erfahrung immer mehr zu befeftigen, fondern er hatte auch zur Abficht, diefe Klaffe von Erfcheinungen aus einem neuen Gefichtspunkte zu betrachten, um die Identität der anziehenden Kräfte, von welchen fie abhängen, mit denen, welche die chemifchen Verwandtfchaften begründen, immer mehr ins Helle zu fetzen.

Der unfchätzbare Vorzug mathematifcher Theorieen vor den vagen Erklärungen der gemeinen Phyfik springt hierbei recht auffallend in das Auge. Die letztern laffen die Erfcheinungen einzeln und wie ifolirt, zeigen fie nicht in ihrer gegenfeitigen Abhängigkeit, und lehren höchftens

die befondern Gefetze, nach denen fie fich richten, nicht aber die Verbindung kennen, welche nach der Natur der Sache fie alle mit einander verkettet. Hat dagegen der mathematifche Phyfiker nur erft die Haupturfache entdeckt und einem genauen Calcul unterworfen, fo gehen dann alle befondern Thatfachen daraus, wie in der Natur felbft, und mit derfelben Gewifsheit, hervor. Er hat dann gleichfam den Faden der Ariadne, der mit Sicherheit durch alle Irrwege des Labyrinths hindurch führt, in welchem die Natur ihre Geheimniffe niedergelegt hat.

Herr La Place war in feinen erften Unterfuchungen, bei Beftimmung der Geftalt der Oberfläche eines Flüffigen, welches in einem haarröhren-artigen Raume in Ruhe fteht, von dem hydroftatifchen Grundfatze ausgegangen: „dafs in einem Kanale, von welcher Figur er fey, der mit der Oberfläche eines Flüffigen in Verbindung fteht, allgemein Gleichgewicht Statt finden mufs," — und er hatte daraus die partielle Differentialgleichung für die Oberfläche des Flüffigen abgeleitet. Er wendet fich in dem *Supplement* wieder zu diefem Grundfatze, und zeigt, dafs er mit dem folgenden noch evidentern Grundfatze in Verbindung fteht: — „dafs die mittlere Kraft, welche aus allen die kleinften Theile der flüffigen Oberfläche follicitirenden Kräften entfpringt, auf diefer Oberfläche fenkrecht feyn mufs." Diefe Bedingung führt ihn auf eine Gleichung, welche das

Differential der Gleichung ist, die er durch die andere Methode gefunden hatte, und folglich dieselbe Gestalt der Oberfläche als diese giebt *). Wir sehen hier also zuförderst eine Bestätigung des Fundamental-Theorems dieser ganzen Theorie.

Aus dieser Gleichung für die Oberfläche des Flüssigen leitet Herr La Place folgende äusserst merkwürdige Eigenschaft ab: „dass nämlich in „prismatischen Haarröhren von gleicher Natur, „wie auch übrigens ihre Gestalt ist, das Volumen „des Flüssigen, welches über das Niveau angehoben oder unter dasselbe herab gedrückt ist, dem „innern Umfange ihres Horizontal-Schnittes proportional seyn muss" **).

Dieses Resultat, welches sich durch seine Allgemeinheit und durch seine grosse Einfachheit auszeichnet, wünscht Herr La Place noch auf einem leichtern Wege direct zu beweisen; und das ist ihm dadurch gelungen, dass er die Haarröhren-Kraft aus einem andern Gesichtspunkte betrachtete, als den er Anfangs gefasst hatte; wiewohl unter demselben Principe einer anziehenden Kraft, die mit der Entfernung ausnehmend schnell abnimmt. Dabei hatte er nunmehr nicht bloss die Bedingung des Gleichgewichts des Flüssigen, um

*) Eine Untersuchung, welche Herr Brandes in dem vorher gehenden Stücke dieser Annalen, der frühern Untersuchungen in §. 5, S. 54, eingeschaltet hat. *Gilbert.*

**) Auch diese Ableitung findet sich hier, in §. 7, S. 65, der frühern Untersuchung eingeschaltet. *Gilbert.*

ihr Genüge zu leisten, im Auge, sondern er ging unmittelbar von der Betrachtung der anziehenden Kräfte des Flüssigen und der Röhre selbst aus, und unternahm es, die Wirkungen derselben zu berechnen. Das Flüssige wird in den Haarröhren von einer Kraft angehoben, oder unter das Niveau niedergedrückt, welche das Resultat aller jener einzelnen Kräfte ist, und ihr hält das Gewicht der wirklich angehobenen oder niedergedrückten Säule des Flüssigen das Gleichgewicht; eine Gleichheit, aus deren Ausdruck sich unmittelbar das Volumen dieser Säule ergiebt. Nun aber sind die anziehenden Kräfte der Röhre und des Flüssigen nur bis auf sehr kleine Entfernungen merkbar; daraus fließt der Beweis, daß diejenigen Glieder in jener Gleichung, welche von diesen Kräften abhängen, dieselben seyn müssen, als unter der Bedingung, daß von der Krümmung der Röhre abstrahirt werde, und daß folglich diese Glieder einzig und allein proportional seyn müssen der in der Berührung befindlichen Oberfläche der Röhre (*à la surface de contact qu'il présente*), oder, was auf eins heraus kommt, dem Umfange des Querschnitts der Röhre. Und dieses ist der Beweis des Theorems.

Vermittelst dieses Resultates ist es leicht, jedes Mahl die *mittlere Höhe* zu finden, bis zu welcher sich ein Flüssiges in einer prismatischen Röhre von beliebiger Gestaltung erhebt, wenn man die Höhe kennt, in welcher dieses Flüssige in einer

cylindrischen Röhre von gegebenem Durchmesser, die aus derselben Materie besteht, über das Niveau ansteigt. Denn da in einer cylindrischen Röhre von gleicher Materie und gleichem Umfange mit der prismatischen, ein eben so grosses Volumen des Flüssigen, als in der prismatischen Röhre angehoben wird, in cylindrischen Röhren aus gleicher Materie aber die Höhen im verkehrten Verhältnisse der Durchmesser der Röhren stehen, so findet sich alsdann sogleich das Volumen der in der prismatischen Röhre erhobenen Flüssigkeit, und daraus ihre mittlere Höhe.

Will man diese *mittleren Höhen* durch Beobachtungen bestimmen, so reicht es nicht hin, die Höhen des höchsten oder die des niedrigsten Punktes des Meniscus, mit dem die Säule des Flüssigen sich endigt, zu messen. Diese Höhen sind nicht in aller Strenge den Durchmessern der Röhren verkehrt proportional, und können das nicht seyn nach dem Theoreme, dass die Volumina der angehobenen Säulen dem Umfange ihrer Grundflächen proportional seyn müssen. Denn bei dem Berechnen dieser Voluminum muss man auf den flüssigen Meniscus am Ende dieser Säule Rücksicht nehmen, und wird er zu dem angehobenen Cylinder hinzu gefügt, so findet jene Proportionalität nicht mehr genau Statt. Damit dieses der Fall sey, muss man bei den beobachteten Höhen eine Correction anbringen. Wenn das Flüssige die Röhre vollkommen näfst, so ist dieser Meniscus

sehr nahe eine Halbkugel, und dann besteht, wie sich aus dem Vorhergehenden leicht übersehen läſst, diese Correction darin, daſs man zu der beobachteten Höhe den sechsten Theil des Durchmessers der Röhre hinzu fügt. Näſst dagegen das Flüssige die Röhre nicht vollkommen, so wird diese Correction etwas zusammen gesetzt, weil dann der Meniscus keine Halbkugel, sondern ein Kugelabschnitt ist, dessen Gradmenge durch die Neigung der die Röhre berührenden flüssigen Elemente gegen die Röhrenwände bestimmt wird. Herr La Place giebt den allgemeinen Werth desselben in einer Function dieser Neigung.

Aus dem obigen Theorem ergiebt sich eine Menge anderer merkwürdiger Folgerungen. In prismatischen Röhren von gleicher Materie und ähnlicher Grundfläche sind die mittlern Höhen desselben Flüssigen den homologen Linien proportional. Sind die Grundflächen Polygone, welche sich in einerlei Kreisen einschreiben lassen, so sind diese Höhen gleich. Denkt man sich Prismen mit rectangulären Grundflächen, von denen zwei gegen über stehende Seiten unendlich lang sind, so hat man den Fall zweier parallelen Ebenen, die in ein Flüssiges eingetaucht sind; zwischen ihnen muſs folglich auch hiernach das Flüssige eben so hoch oder so tief stehen, als in einer cylindrischen Röhre von gleicher Materie, deren Halbmesser dem Abstande der beiden Ebenen von einander gleich ist.

Alle haarröhren-artigen Erscheinungen, selbst die, in welchen sich die sonderbafften Variationen zeigen, und die den bisarresten Anschein haben, erklärt Herr La Place aus seiner Theorie ohne Mühe, und er entwickelt aus ihr selbst die Ursachen ihrer Irregularität. Dahin gehört z. B. der Fall, wenn man eine Säule Alkohol senkrecht in einer Glasröhre schwebend erhält. Es bildet sich dann ein Tröpfchen an dem untern Ende der Röhre, und ein hohler sphärischer Meniscus am obern Ende der Alkoholsäule; das Tröpfchen hat vermöge seiner Kugelgestalt ein Bestreben, die Säule im Innern der Röhre anzuheben, und dasselbe Bestreben äusert der Meniscus durch sein Saugen; beide Kräfte sind gleich, und es muss daher der Alkohol in der Röhre doppelt so hoch stehen, als wenn das untere Ende der Röhre in ein Gefäss mit Alkohol eingetaucht wäre. Die Erfahrung giebt genau diesen Erfolg. — Hat man in die Röhre eine längere Alkoholsäule hinein gebracht, so läuft ein Theil des Flüssigen heraus, und verbreitet sich über das untere Ende der Röhre, benetzt es, und bildet daselbst wieder einen kugelförmigen Tropfen; der Durchmesser dieses Tropfens ist dann dem Durchmesser des äussern Umfangs der Röhre gleich, folglich muss nun die Höhe der flüssigen Säule der Wirkung dieses Tropfens und des Saugens des obern Meniscus entsprechen. In der That lehren die Versuche, dass in diesem Falle die Länge der flüssigen Säule gleich ist der Summe der Höhen,

welche daſſelbe Flüſſige in zwei Glasröhren aus derſelben Materie, beim Eintauchen darin, annimmt, wenn der Durchmeſſer der einen dem innern, und der Durchmeſſer der andern dem äuſsern Durchmeſſer jener erſten Röhre gleich iſt.

Man nehme eine heberförmige Röhre, deren einer Schenkel ein Haarröhrchen und deren anderer Schenkel ſehr weit iſt, halte ſie aufrecht, und gieſse in den weiten Schenkel Alkohol. Es bildet ſich dann ſogleich in dem haarröhren-artigen Schenkel ein hohler Meniscus und erhebt den Alkohol über das Niveau des weiten Schenkels bis zu derſelben Höhe, welche er erreichen würde, wenn man das Haarröhrchen unmittelbar in eine groſse Fläche Alkohol eintauchte. Gieſst man mehr Alkohol in den weiten Schenkel nach, ſo erfolgt ſtets dieſelbe Wirkung, bis endlich der Alkohol die obere Mündung des Haarröhrchens erreicht. Hier wird dann die Oberfläche des Meniscus beim Höhertreten des Flüſſigen immer minder hohl; die Saugkraft deſſelben muſs alſo immer mehr abnehmen, und mit ihm der Unterſchied des Niveau's immer geringer werden. Wird endlich die Oberfläche ganz eben, ſo ſteht der Alkohol in beiden Schenkeln genau in einerlei Höhe. Bei fernerem Zugieſsen in den weiten Schenkel tritt Alkohol aus der Mündung des Haarröhrchens heraus, und bildet dort ein Tröpfchen, deſſen Convexität eben ſo wirkt, als wenn das Flüſſige dort höher anſtiege; daher alsdann der Alkohol in dem

weitern Schenkel höher steht, bis er hier, vermöge des Widerstandes, den jener Tropfen leistet, sich so hoch über das Niveau im Haarröhrchen erhebt, als er zuvor darunter stand, da noch in dem Haarröhrchen ein Meniscus ihn aufsog. Fügt man dann noch ein wenig Alkohol hinzu, so zieht sich der Tropfen in die Länge, und platzt, wenn er dem Drucke nicht mehr widerstehen kann, an den Seiten, wo seine Krümmung geringer ist.

Herr La Place wählt zu diesen Beispielen den Alkohol, weil Alkohol eine vollkommene Flüssigkeit zu haben scheint, und daher diese Erscheinungen in ihrer ganzen Reinheit, frei von fremden Hindernissen, zeigt. Dasselbe ist der Fall mit jedem andern Tropfbaren, das denselben Grad der Flüssigkeit besitzt. Herr La Place ist aber geneigt, zu glauben, dass die Flüssigkeit der tropfbaren Körper um so grösser ist, je weiter sie von ihrem Gefrierpunkte abstehn. In den klebrigen Flüssigkeiten, das ist, in denen, die bei ihrem geringen Abstande von ihrem Gefrierpunkte schon etwas von den Eigenschaften angenommen haben, die ihnen im festen Zustande zukommen, ist die Adhäsion der Theilchen unter einander ein Hinderniss für die Bewegung der Schichten des Flüssigen. Diese gleiten dann nicht mehr mit hinlänglicher Freiheit eine über die andere hinweg, um den Kräften, von denen sie getrieben werden, augenblicklich zu gehorchen, und der Widerstand, der von diesem Reiben, auf das sich in der Rech-

nung nicht sehen läſst, herrührt, macht sie mehrerer Zustände des Gleichgewichts fähig, welche nicht unter den Formeln begriffen sind, bei denen voraus gesetzt ist, man habe es mit den Eigenschaften vollkommener Flüssigkeiten zu thun. Dieses ist z. B. der Fall mit dem gewöhnlichen Wasser; und darin liegt der wahre Grund, warum die Haarröhren-Versuche so schwer mit Wasser gelingen, und damit Unregelmäſsigkeiten zeigen, die sich nur mit der höchsten Sorgfalt vermeiden lassen. Die Viscosität der Flüssigkeiten ist also, bemerkt Hr. La Place, so wenig die Ursache der haarröhren-artigen Erscheinungen, wofür sie einige Physiker genommen haben, daſs sie vielmehr die Wirkungen der Haarröhren-Kraft stört.

Wer bewundert nicht die Leichtigkeit, mit der alle diese Erscheinungen eine aus der andern und aus dem Calcul flieſsen, und mit der sie sich in einer gegenseitigen Beziehung zeigen, die wir nie geahnet haben würden, führte uns darauf nicht dieses bewundernswürdige Hülfsmittel, wie durch eine Art von Divination. Aber das ist noch nicht alles; so merkwürdig jene Resultate auch sind, so führen sie doch zu noch merkwürdigeren.

Herr La Place übernimmt nun, den Erfolg zu bestimmen, der entstehen muſs, wenn man eine gerade prismatische Röhre mit ihrem untern Ende in mehrere über einander stehende Flüssigkeiten eintaucht. Er bestimmt, wie groſs das Vo-

lumen jeder einzelnen Flüſſigkeit iſt, das angehoben wird, und welche Geſtalt die Flüſſigkeiten in ihren gemeinſchaftlichen Berührungsflächen im Innern der Röhre annehmen müſſen. Sind es nur zwei Flüſſigkeiten, z. B. Queckſilber und Waſſer, und benetzt das letztere die Röhre vollkommen, ſo iſt es, da die Einwirkungen auf höchſt kleine Entfernungen eingeſchränkt ſind, alsdann ſo gut, als beſtände die ganze Röhre aus Waſſer; und die Oberfläche der untern Flüſſigkeit iſt in dieſem Falle genau eine Halbkugel. Hieraus folgen mehrere andere intereſſante Sätze, die ich hier übergehen muſs; von dem angeführten Satze findet man indeſs in der Folge noch eine ſehr ſchöne Anwendung.

Alle dieſe Eigenſchaften und alle dieſe Sätze ſind auf Erſuchen des Herrn La Place von Herrn Gay-Luſſac durch ſehr genaue Verſuche geprüft und bewährt worden, zu denen er neue Apparate erdacht, und die er mit aller Genauigkeit der aſtronomiſchen Beobachtungen angeſtellt hat. Beim Vergleichen dieſer Beobachtungen mit der Theorie muſs man auf die Veränderungen der Dichtigkeit des Flüſſigen bei veränderter Temperatur Rückſicht nehmen; denn Herr La Place beweiſet durch ſeine Berechnung, daſs die Höhen, welche ein Flüſſiges in derſelben Röhre, bei verſchiedenen Temperaturen, einnimmt, im Verhältniſſe ſeiner Dichtigkeit ſtehen. Und das ſtimmt mit den Verſuchen des Grafen von Rumford überein.

* * *

Die Erklärung, welche Hr. La Place von den Erscheinungen giebt, die erfolgen, wenn man *zwei kleine Streifen* senkrecht so *in einer Flüssigkeit* aufhängt, daſs sie parallel und nur wenig von einander entfernt sind, — ist eins der Resultate dieser Theorie, welches am mehresten genügt. Schon in seiner frühern Untersuchung hatte er bewiesen, daſs es, vermöge der Wirkung der Haarröhren-Kraft, scheinen muſs, diese Streifen zögen einander an, gleich viel, ob das Flüssige zwischen ihnen über oder unter dem Niveau steht. Jetzt betrachtet er den Fall, wenn die eine der beiden Ebenen das Flüssige anhebt, die andere es niederdrückt, wie das geschehen muſs, so oft die eine Ebene von dem Flüssigen näſsbar ist, die andere nicht. Die Oberfläche des Flüssigen zwischen den beiden Ebenen muſs in diesem Falle, vermöge jener entgegen gesetzten Wirkungen, einen Wendungspunkt haben, und die Berechnung lehrt, daſs die kleinen Streifen von einander zurück weichen müssen. Nähert man sie indeſs einander, so rückt der Wendungspunkt immer näher an eine der beiden Ebenen, und endlich fällt er in sie hinein. Fährt man dann noch fort, die Ebenen einander näher zu bringen, so wird das Flüssige zwischen ihnen erhoben oder niedergedrückt, und daraus entsteht eine andere Kraft, welche die beiden Ebenen gegen einander treibt, und nach Ueberwindung der äuſsern Wirkung des Flüssigen, sie mit beschleunigter Bewegung in Berührung bringt.

Herr Haüy hat auf Ersuchen des Hrn. La Place hierüber Versuche angestellt, und findet den Erfolg der Theorie völlig entsprechend. Dieser Fall ist um so merkwürdiger, da er uns ein Beispiel einer durch Verminderung des Abstandes in Anziehung sich verwandelnden Zurückstoſsung giebt, wie dieses uns in der Physik so häufig vorkommt. Jede der beiden Ebenen scheint in diesem Versuche die andere zurück zu stoſsen und von ihr zurück gestoſsen zu werden, und die Rechnung zeigt, daſs dieſs von beiden mit gleicher Kraft geschieht. Obgleich indeſs die beiden Ebenen, bemerkt Hr. La Place, nur durch die haarröhren-artige Wirkung des Flüssigen auf einander einwirken, so ist doch auch hier, wie in allen Erscheinungen der Natur, Wirkung und Gegenwirkung einander gleich.

Herr La Place wendet seine Theorie noch auf eine Erscheinung an, von der man auf den ersten Anblick glauben sollte, die Haarröhren-Kraft habe damit nichts zu thun, die aber in der That auf ihr beruht: nämlich auf die *Adhäsion von Platten mit der Oberfläche von Flüssigkeiten.* Eine Platte von groſser Oberfläche, die man mit einem Flüssigen, das in Ruhe ist, in Berührung gebracht hat, adhärirt mit ihr so stark, daſs es einer merkbaren und manchmahl selbst einer bedeutenden Kraft bedarf, um sie los zu reiſsen. Sucht man sie allmählich zu heben, wie das der Fall ist, wenn sie an dem einen Arme einer Wage hängt, und man den andern Arm allmählich mit mehr Gewichten

beschwert, so hebt die Platte eine Säule des Flüssigen, auf dem sie ruhete, mit an, und das Gewicht dieser Säule im Augenblicke, wenn die Platte los reisst, giebt ein Mass für diese Adhäsion. Dass diese Erscheinung eine Wirkung der Haarröhren-Kraft ist, beweiset Herr La Place durch eine genaue Rechnung unwidersprechlich. Aus dem bekannten Durchmesser der kreisrunden Platte, und aus der als bekannt voraus gesetzten Höhe, bis zu welcher dasselbe Flüssige in einer Röhre von gegebener Weite ansteigt, die aus derselben Materie als die Platte besteht, findet er, wie gross die Kraft seyn muss, welche nöthig ist, um die Scheibe los zu reissen. Wendet man seine Formel auf Flüssigkeiten verschiedener Art an, z. B. auf Wasser, auf Terpenthin-Oehl und auf Alkohol von verschiedenen Dichten, so findet man Zahlwerthe, welche mit denen genau überein stimmen, die Herr Gay-Lussac bei den sehr genauen Versuchen gefunden, die er ausdrücklich über diesen Gegenstand angestellt hat.

Da die haarröhren-artige Anziehung nur bis auf unmerkbare Entfernungen reicht, so müssen Scheiben, welche von dem Flüssigen vollkommen genässt sind, bei einerlei Oberfläche genau einerlei Adhäsion zu diesem Flüssigen äussern, wie verschieden sie auch übrigens ihrer Natur nach seyn mögen, und zwar muss diese Adhäsion genau der gleich seyn, welche das Flüssige auf sich selbst ausübt. Auch dieses bestätigt die Erfahrung. So

z. B. haben völlig genäſste Scheiben aus Kupfer und aus Glas, bei einerlei Durchmeſſer, genau einerlei Adhäſion zu einem Flüſſigen.

Dieſe Wirkungen hängen ab von dem Berührungswinkel, den das Flüſſige mit dem Umfange (*le contour*) der auf ihr ruhenden Scheibe macht. Sie verſchwinden, wenn dieſer Winkel null iſt. Nun haben wir aber oben geſehen, daſs, in einer Haarröhre aus Glas, Queckſilber, das mit Waſſer bedeckt iſt, ſich in eine Oberfläche ſetzt, die genau eine Halbkugel iſt. Bringt man folglich eine an einer Wage ſchwebende Glasſcheibe mit einer darunter befindlichen Queckſilberfläche in Berührung, und man gieſst dann Waſſer darauf, ſo daſs das Queckſilber und die Scheibe davon bedeckt werden, ſo kann man, weil dann der Berührungswinkel zwiſchen der Scheibe und dem Queckſilber null iſt, beim Losreiſsen der Scheibe keinen andern Widerſtand, als den Faden, den ſie durch ihr eigenes Gewicht leiſtet. Auch dieſes haben die Verſuche des Herrn Gay-Luſſac bewährt. Die Urſache des Erfolgs liegt hier ſo ganz in dem Waſſer, daſs, als kein Waſſer mitwirkte, die Adhäſion der Glasſcheibe mit dem Queckſilber in dieſem Verſuche bis auf 296 Grammes ſtieg, ja bis auf 400 Grammes ſteigen konnte.

Die letzte Anwendung, welche Hr. La Place von ſeiner herrlichen Theorie macht, iſt, daſs er die *Geſtalt* unterſucht, welche ein *groſser Queckſilbertropfen, der auf einer horizontalen Glastafel*

ruht,

ruht, annehmen muſs. Die Geſtalt und die Dicke dieſes Tropfens, ſo wie die Neigung ſeiner Seitenwände gegen das Glas, hängen ab von der Einwirkung des Queckſilbers auf ſich ſelbſt und auf das Glas, das ihn trägt; folglich iſt hierbei die Haarröhren-Kraft im Spiele. Die Reſultate, welche die Theorie für dieſen Fall giebt, ſtimmen auf das Genaueſte mit den Verſuchen des Herrn Gay-Luſſac überein. Dieſelbe Methode giebt die Depreſſion des Queckſilbers in weiten Röhren, z. B. in den Barometern; und vergleicht man damit die Gröſsen, welche die HH. Carl Cavendiſh und Gay-Luſſac durch Verſuche beſtimmt haben, ſo zeigt ſich die vollkommenſte Uebereinſtimmung.

* * *

Herr La Place beſchlieſst dieſes Werk mit *allgemeinen phyſikaliſchen und chemiſchen Betrachtungen*, die zwar nur wenige Seiten einnehmen, doch mehr als ganze Bände zu denken und nachzuforſchen geben, und mit einigen hiſtoriſchen Rückblicken. Er zeigt, daſs die nur in ſehr kleinen Entfernungen wahrzunehmende anziehende Kraft, welche die haarröhren-artigen Erſcheinungen hervor bringt, die wahre Urſache der *chemiſchen Verwandtſchaften* iſt. In den haarröhrenartigen Erſcheinungen äuſsert ſich die anziehende Kraft aber nicht in ihrem ganzen Umfange, ſondern zeigt ſich nur durch ihre Verſchiedenheiten und durch die Variationen, welche in ihr die ver-

schiedene Krümmung der Oberflächen, mit denen die Körper sich endigen, hervor bringt. In den chemischen Verwandtschaften wirkt dagegen die eigene und einiger Massen individuelle Attraction der kleinsten Theilchen direct, mit ihrer ganzen Energie, und ohne durch irgend etwas modificirt zu werden.

Die Entwickelung dieser tiefsinnigen Idee führt Herrn La Place darauf, den *Zustand der Festigkeit* für ein Resultat der Anziehung der kleinsten Theilchen des Körpers, so fern sie durch die Gestalt der Theilchen modificirt ist, zu nehmen. Die Figur der Theilchen kann der Grund seyn, dass ihre Anziehung sich in einigen Seitenflächen sehr viel stärker als in andern äussert. Werden nun die Theilchen durch die ausdehnende Kraft des Wärmestoffs, oder durch irgend eine andere Ursache, weiter aus einander getrieben, so kann zwar, bis auf eine gewisse Grenze, ihre anziehende Kraft ihren Einfluss noch äussern; aber die Modificationen, welche diese Kraft durch die Figur der kleinsten Theilchen erlitt, werden bei zunehmender Entfernung der Theilchen von einander unmerkbar. Denn die Wirkung derselben muss sehr viel schneller, als die anziehende Kraft selbst, abnehmen; auf dieselbe Art, wie bei den Erscheinungen am Himmel, welche von der Figur der Planeten abhängen, z. B. beim Vorrücken der Nachtgleichen, dieser Einfluss sich nach dem Kubus der zunehmenden Entfernungen vermindert, während

der Einfluſs der Attraction ſelbſt nur nach dem Quadrate der wachſenden Entfernungen kleiner wird. Der Gaszuſtand ſcheint, dieſer Vorſtellung gemäſs, derjenige Zuſtand zu ſeyn, in welchem ſich die kleinſten Theilchen ſchon in einer ſolchen Entfernung von einander befinden, daſs weder der Einfluſs ihrer Figur, noch ihre eigenthümliche Attraction überhaupt, auf einander mehr merkbar iſt, ſo daſs ſie dann bloſs durch die Expanſivkraft der Wärme im Gleichgewichte erhalten werden. In dem erſten Zuſtande, dem der Feſtigkeit, leiſtet der Körper jeder Veränderung ſeines Zuſtandes den gröſsten möglichen Widerſtand; unaufhörlich ſtreben die kleinſten Theilchen, ſie mögen auch noch ſo wenig aus ihrer gegenſeitigen Lage verrückt werden, darein wieder zurück zu kommen; dieſes iſt das Syſtem eines ſtablen Gleichgewichts *). In dem tropfbaren Zuſtande, in welchem der Einfluſs der Figur der kleinſten Theilchen unmerkbar geworden iſt, finden ſich bei jeder Lage der Theilchen dieſelben Kräfte und dieſelben Zuſtände von Gleichgewicht; die Theilchen geben daher dem kleinſten Drucke nach, wie das bei dem vollkommenen Flüſſigen der Fall iſt.

Die weitere Betrachtung dieſer verſchiedenen Zuſtände ſtablen und nicht-ſtablen Gleichgewichts, in ihrer Anwendung auf die Chemie, iſt ſehr tief-

*) *D'un équilibre ſtable*, ein Kunſtwort, das ich beibehalte, weil ich es nicht ohne Zweideutigkeit zu überſetzen weiſs. *Gilbert.*

finnig. Da fie auf einem mechanifchen Principe beruht, welches für jedes Syftem von Körpern gilt, fo hat fie den grofsen Vorzug, vollkommen exact zu feyn. Herr La Place erklärt daraus eine Menge fehr wichtiger chemifcher Phänomene.

Alle Analogieen fcheinen dahin überein zu ftimmen, dafs die anziehende Kraft, mit welcher die kleinften Theilchen auf einander einwirken, aufserordentlich beträchtlich ift. In den haarröhren-artigen Wirkungen werden wir nur die Unterfchiede derfelben gewahr; ihre abfolute Gröfse aber ift unglaublich. Diefe Kraft drückt fenkrecht die Oberfläche der tropfbaren Flüffigkeiten, unabhängig von der Schwere. Wenn man annimmt, dafs die Kraft, mit der das Waffer auf fich felbft wirkt, eben fo grofs fey, als die anziehende Kraft, welche es auf das Licht äufsert, fo würde der Druck, den das Waffer diefem gemäfs in feinem Innern litte, durch eine Wafferfäule dargeftellt werden, deren Höhe gröfser wäre, als der Abftand der Erde von der Sonne zehn taufend Mahl genommen. Wahrfcheinlich ift die Wirkung des Waffers auf fich felbft kleiner, als die auf das Licht; man überfieht indefs doch hieraus, zu welcher Ordnung fie gehört. Sollte man hieraus nicht fchliefsen dürfen, bemerkt Herr La Place, dafs jede tropfbare Flüffigkeit vermöge diefer Kraft durch fich felbft zufammen gedrückt wird, und daher im Innern weit dichter als an der Oberfläche ift? Denn in der Oberfläche ift diefer

Druck null; von ihr ab wächst er in dem Innern des Flüssigen sehr schnell, bis zu der ausnehmend geringen Tiefe, bis zu welcher die Sphäre der merkbaren Wirksamkeit der Theilchen herab reicht; und über sie hinaus ist er constant, weil dann die nach der Oberfläche zu liegenden Schichten des Flüssigen gerade so stark anziehen, als das Flüssige im Innern. Wenn man sich eine so dünne Lage eines Flüssigen denkt, dass jene Sphäre merkbarer Wirksamkeit ihre Dicke überträfe, so müsste eine solche Lage Flüssigkeit an ihren beiden Oberflächen einen viel kleinern Druck leiden, als es der Fall ist, wenn sie eine merkbare Dicke hat. Wäre es daher nicht möglich, dass in ihr das Flüssige ein weit geringeres specifisches Gewicht hätte, als sich das in unsern Versuchen zeigt, bei denen die Kraft, die das Flüssige zusammen drückt, ihre ganze Intensität hat? Und sollte dieser Fall nicht bei der wässerigen Hülle der bläschen-artigen Dünste eintreten, die vielleicht eben dadurch specifisch leichter als die Luft, in der sie schwimmet, wie wir das täglich sehen, und die sich dem zu Folge in einem Mittelzustande zwischen dem des tropfbaren Wassers und des Wasserdampfs befinden würde. Dieses sind einige von den Ideen, welche Herr La Place hinstellt, und die er dem Nachdenken der Physiker und der Chemiker empfiehlt.

Herr La Place stellt zuletzt noch mit seiner Theorie die *vorzüglichsten Hypothesen* zusammen, die man bis hierher zur Erklärung der haarröhren-

artigen Erscheinungen erdacht hatte. Er macht zuerst darauf aufmerksam, dafs Clairaut, der alle Kräfte, auf welchen diese Erscheinungen beruhen, in seiner sehr genauen Analyse umfasst hatte, bloss durch die falsche Annahme gehemmt würde, dafs die anziehende Kraft des Glases bis auf die Wassertheilchen in der Achse des Röhrchens wirke. Darauf zeigt er nach seiner zweiten Methode, dafs, wenn man in dem Falle, wenn die Röhre von der Flüssigkeit vollkommen genäfst ist, sich dächte, die Flüssigkeit würde einzig und allein von dem unmittelbar über ihrer Oberfläche befindlichen, nicht merkbar hohen, Ringe der innern Röhrenfläche sollicitirt, alles nach dieser Hypothese genau so erfolgen müsste, als es in der Wirklichkeit geschieht, ob gleich hier der Erfolg von andern Ursachen abhängt. Die Annahmen, aus welchen der Dr. Jurin die haarröhren-artigen Wirkungen zu erklären versucht hat, nähern sich dieser Hypothese aufserordentlich. Herr La Place thut ferner dar, dafs die von andern Physikern erdachte Erklärung unzureichend ist, der zu Folge diese Erscheinungen Wirkungen der Spannung der flüssigen Oberfläche seyn sollen, welche, nach ihrer Gestalt, von diesen Physikern mit denen Oberflächen verglichen wird, die von den Geometern *lintearische* oder *elastische* genannt werden. Endlich führt er die Bemerkungen Segner's und Thomas Young's über den Einfluss der Krümmung der Oberflächen auf die haarröhren-artigen Erschei-

nungen, auf seine erste Methode zurück; beide Mathematiker hatten zwar die Nothwendigkeit, auf diesen Einfluss zu sehen, erkannt, nicht aber durchschauet, in wie fern er bei diesen Erscheinungen mitwirkt, noch wie er mit den ursprünglichen Kräften, die ihn erzeugen, zusammen hängt.

Wird eine zahlreiche Folge von Erscheinungen auf eine einzige Ursache in der Natur, deren Wirklichkeit sich nicht bezweifeln läſst, zurück geführt, und durch einen strengen Calcul bis in das kleinste Detail aus ihr wieder abgeleitet; so tritt sie eben dadurch aus dem Gebiete der gemeinen Physik heraus, und bildet nun einen Inbegriff mathematischer Wahrheiten. Dieses ist der Gesichtspunkt, aus dem man von nun an die haarröhren-artigen Erscheinungen zu betrachten hat. Dasselbe wird künftig einmahl mit andern Zweigen der Physik geschehen, mit den Erscheinungen der Wärme, der Elektricität, und des Magnetismus, wenn höhere Genies uns die wahren Ursachen derselben enthüllen werden, die jetzt noch unbekannt sind, und an deren Stelle wir, in Ermangelung eines Besseren, Hypothesen setzen, oder Fictionen, aus denen sich die beobachteten Erscheinungen mehr oder minder gut darstellen lassen. Die haarröhren-artigen Erscheinungen, und die Erscheinungen, welche aus der Einwirkung der Körper auf das Licht entstehen, sind bis jetzt die Einzigen, welche man mittelst eines strengen Calculs aus der Attraction in kleinen Entfernungen

abgeleitet hat; und von diesen beiden Entdeckungen gehört die eine Newton. Aber wahrscheinlich hängen noch viele Erscheinungen anderer Art von derselben, nur verschieden modificirten, Ursache ab. In der That zeigt uns Herr La Place in ihr schon jetzt mit Evidenz und durch mathematische Schlüsse die Quelle aller chemischen Erscheinungen. Es wird ihm unstreitig nicht genügen, den Ruhm dieser glänzenden Entdeckungen mit Newton getheilt zu haben; er wird den Aussichten, auf deren Wichtigkeit er selbst uns aufmerksam gemacht hat, weiter nachspüren; und vielleicht gelingt es seiner tiefsinnigen Analyse, uns noch mehr als Ein Naturgesetz zu enthüllen, das uns bis jetzt verborgen ist.

II.

THEORIE DER KRAFT,

welche in den Haarröhren und bei ähnlichen Erscheinungen wirkt;

von

P. S. La Place,
Kanzler des Senats,
Groſs-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Inſtit.

ZWEITER HAUPTTHEIL.

Die Wirkung der Haarröhren-Kraft auf eine neue Art betrachtet.

Ueberſetzt, mit einigen Anmerkungen, von Brandes und Gilbert.

I. *Vergleichung der Kräfte mit der angehobenen Maſſe des Flüſſigen.*

13. Bei unſern Unterſuchungen über die haarröhren-artigen Erſcheinungen, wie wir ſie bis hierher behandelt haben, gründete ſich alles auf die Betrachtung der Oberfläche, welche das Flüſſige in einem haarröhren-artigen Raume annimmt, und auf die Bedingungen des Gleichgewichts eines Flüſſigen, welches in einem unendlich engen Kanale enthalten iſt, deſſen eines Ende ſich in dieſer

Oberfläche befindet, und dessen anderes Ende in der Oberfläche des unbegrenzten Flüssigen liegt, in das der haarröhren - artige Raum eingetaucht ist. Jetzt wollen wir dagegen die *Kräfte* betrachten, welche das Flüssige in Räumen dieser Art anzuheben oder niederzudrücken streben, und diese Kräfte direct zu bestimmen suchen. Eine Untersuchung, welche uns zu mehrern allgemeinen Resultaten führen wird, die sich nach der vorigen Methode nicht so leicht ableiten lassen. Beide Methoden vereinigt werden über diess uns ein Mittel an die Hand geben, die Verwandtschaften der verschiedenen Körper zu den flüssigen Körpern mit Genauigkeit unter einander zu vergleichen.

Man denke sich eine prismatische Röhre *ABCD* (Fig. 1. Taf. II.) *), gleich viel, von welcher Grundfläche, deren Seitenflächen gegen die Grundflächen senkrecht sind. Sie stehe senkrecht, und ihr unteres Ende sey in ein Flüssiges eingetaucht, das sich in ihr über das Niveau *MN* des umgebenden Flüssigen erhebe. Dass das Flüssige in dem Innern der Röhre, über dem Niveau ansteigt, davon kann der Grund in nichts Anderm liegen, als in der Wirkung der Wände der Röhre auf das Flüssige und der flüssigen Theilchen auf einander selbst.

Die zunächst an einer Röhrenwand liegende Schicht des Flüssigen wird nämlich durch diese

*) Die Figur und die Beziehungen auf sie finden sich in dem Originale nicht. Ich habe sie zum leichtern Verständnisse beigefügt. *Gilbert.*

Einwirkung gehoben; diese Schicht erhebt eine zweite, die zweite eine dritte und so weiter, bis endlich das Gewicht der erhobenen Säule des Flüssigen den Kräften, welche noch mehr zu heben streben, das Gleichgewicht hält.

Um das angehobene Volumen des Flüssigen, bei welchem das Gleichgewicht Statt findet, zu bestimmen, wollen wir uns an dem Ende der eingetauchten prismatischen Röhre *ABCD* eine bloss imaginäre Fortsetzung *DCIK* dieser Röhre denken, so nämlich, dass die unendlich dünnen Wände dieser zweiten Röhre die Verlängerung der innern Oberfläche der ersten Röhre sind, und dass diese Wände selbst gar nicht auf das Flüssige wirken, folglich die Einwirkung der ersten Röhre *ABCD* und des Flüssigen auf einander auf keine Art stören. Diese zweite Röhre sey Anfangs vertikal, krümme sich dann horizontal, und nehme dann die vertikale Richtung wieder an, behalte dabei aber überall einerlei Figur und Weite. Es ist einleuchtend, dass dann, in dem aus den beiden Röhren zusammen gesetzten Kanale *ABIK*, bei dem Zustande des Gleichgewichts, der Druck in den beiden vertikalen Armen *ABEF* und *IKHG* gleich seyn muss. Weil aber in dem ersten Arme *ABEF* sich eine grösere Masse des Flüssigen befindet, als in dem zweiten *IKHG*, so muss der daraus entspringende grösere Druck durch die vertikalen Attractionen zerstört werden, welche die prismatische Röhre und das Flüssige, auf das im ersten Arme enthaltene Flüssige

äuſsern. Wir wollen dieſe verſchiedenen Attractionen genau und einzeln unterſuchen, und zwar zuerſt diejenigen, welche um den untern Theil der erſten Röhre Statt finden.

Da die erſte Röhre ein ſenkrechtes Prisma ſeyn und vertikal ſtehen ſoll, ſo iſt ihre Grundfläche horizontal. Das in dem erſten ſenkrechten Arme *DCEF* der *zweiten Röhre* enthaltene Flüſſige wird vertikal niederwärts gezogen, 1) durch ſich ſelbſt, und 2) durch das ſie umgebende Flüſſige; aber beide Attractionen werden aufgehoben durch die ähnlichen Attractionen, welche auf das Flüſſige in dem andern Arme *IKHG* dieſer Röhre, in der Nähe der Oberfläche, wirken, daher man hier von ihnen abſehen kann. Es wird aber auch 3) das in *DCEF* enthaltene Flüſſige vertikal aufwärts gezogen durch das Flüſſige in der erſten Röhre *ABCD*; dieſe Attraction wird aber ebenfalls dadurch zerſtört, daſs jenes Flüſſige dieſes letztere mit eben der Kraft herabwärts anzieht, und es kommen daher hier auch dieſe beiden gegenſeitigen Anziehungen nicht in Rechnung. Endlich wird 4) das Flüſſige in dem Schenkel *DCFE* der zweiten Röhre vertikal aufwärts gezogen, durch die prismatiſche Röhre *ABCD* ſelbſt, und es entſteht dadurch in dieſem Flüſſigen eine ſenkrecht aufwärts gerichtete Kraft, die wir $= Q$ ſetzen wollen; ſie trägt wirklich dazu bei, das in der erſten Röhre *ABCD* erhobene Flüſſige über dem Niveau des umgebenden Flüſſigen zu erhalten.

Was die Kräfte betrifft, die auf das in der *ersten Röhre ABCD* enthaltene Flüssige wirken, so finden an dem untern Theile derselben folgende Attractionen Statt: 1) die Anziehung, die das Flüssige auf sich selbst äussert; sie kommt indess hier nicht in Rechnung, weil diese gegenseitigen Anziehungen der Theilchen einem Körper keine Bewegung einzudrücken vermögen, wenn er fest ist, und man unbeschadet des Gleichgewichts sich denken kann, das Wasser der *ersten* Röhre sey fest geworden. — 2) Das in der untern Röhre enthaltene Flüssige zieht die flüssige Masse niederwärts; aber wir haben eben schon erwähnt, dass diese Anziehung durch die entgegen gesetzte des obern Flüssigen aufgehoben wird. — 3) Das die untere Röhre umgebende Fluidum zieht das in der ersten Röhre *ABCD* enthaltene Flüssige senkrecht herabwärts; und diese Kraft kommt wirklich in Rechnung. Wir wollen sie $= - Q'$ setzen, da sie, als der vorhin gefundenen entgegen gesetzt wirkend, mit — bezeichnet werden muss. — 4) Zu diesen Kräften kommt endlich noch eine vierte; auch das in der ersten Röhre *ABCD* enthaltene Flüssige wird nämlich von dieser Röhre selbst senkrecht aufwärts gezogen, und zwar mit einer Kraft, welche gleichfalls $= Q$, das heisst, eben so gross ist, als die Attraction, welche eben diese Röhre auf das Flüssige in der zweiten Röhre ausübt. Denn wenn man durch eine horizontale Ebene irgend wo den untern Theil des in der ersten Röhre *ABCD* ent-

haltenen Flüssigen abschneidet, so kann der untere abgeschnittene Theil der Röhre, der überall rund um mit der Flüssigkeit in Berührung ist, keine vertikale aufwärts gerichtete Attraction auf das Flüssige hervor bringen, sondern bloss der oberhalb liegende Theil der Röhre vermag dieses zu bewirken; folglich wirkt auch für die ganze flüssige Masse, welche in der prismatischen Röhre enthalten ist, nur der oberhalb liegende Theil der Röhre, und zwar eben so, wie die prismatische Röhre *ABCD* auf das in der zweiten Röhre enthaltene Flüssige anziehend einwirkt.

Hiernach ist also die gesammte vertikale Kraft, welche das Flüssige, das in dem ersten Arme *ABEF* des Kanals *ABIK* enthalten ist, aufwärts zieht, $= 2Q - Q'$.

Noch können wir hierbei bemerken, dass, wenn das Gesetz, wonach sich die Attraction mit der Entfernung ändert, für die Theilchen des Flüssigen dasselbe ist als für die Theilchen der Röhrenwand, die gesammten Kräfte Q, Q', den Intensitäten ρ, ρ', mit welchen gleiche Volumina der einen und andern Materie wirken, proportional seyn müssen. Denn da die Oberfläche des die zweite Röhre umgebenden Flüssigen völlig gleich ist der innern Oberfläche der eingetauchten Röhre, so kann hier, wo es auf die Dicke der Röhrenwand nicht ankommt, so bald diese Dicke einen merklichen Werth hat, die Kraft Q bloss

nach dem Verhältnisse der Intensität der Anziehung von Q verschieden seyn.

Diese gefundene vertikale Kraft $= 2Q - Q'$ muss dem Drucke des über dem Niveau erhobenen Flüssigen das Gleichgewicht halten. Wenn also das Volumen dieser flüssigen Masse $= V$, ihre Dichtigkeit $= D$, und folglich ihr Gewicht $= gDV$ ist, so muss seyn

$$gDV = 2Q - Q'.$$

Da die Attractionen, welche hier wirksam sind, nur in unmerklich kleinen Abständen merklich bleiben, so wirken die eingetauchten Röhrenwände nur auf die ihnen äusserst nahen flüssigen Säulen, und man kann daher von der Krümmung der Röhrenwände gänzlich absehen, und die Röhrenwand als in eine Ebene ausgebreitet oder als abgewickelt ansehen *). Da dann die Kraft Q der Breite dieser Ebene entsprechen muss, so ist sie dem Umfange der Grundfläche der prismatischen Röhre proportional; und nennt man diesen Umfang c, so kann man $Q = \varrho c$ setzen, wenn ϱ eine beständige Grösse ist. Wenn das Gesetz, wie die Attraction von der Entfernung abhängt, für die verschiedenen Körper dasselbe ist, so bedeutet ϱ zugleich die Intensität der Attractionskraft derjenigen Materie, aus welcher die eingetauchte Röhre besteht, gegen das Flüssige; allgemein aber bedeutet ϱ eine Grösse, welche von der Attraction der Materie der Röhre abhängt, dagegen von der Fi-

*) Man vergleiche oben S. 19. *Gilbert.*

gur und Gröſse derſelben unabhängig iſt. Eben ſo findet man $Q' = \varrho' . c$, wenn ϱ', in Rückſicht auf die Attraction der Theilchen des Flüſſigen unter einander, eben die Bedeutung hat, als ϱ in Rückſicht auf die Attraction der Röhre gegen das Flüſſige. Und ſo ergiebt ſich dann

$$gD . V = (2\varrho - \varrho') c.$$

Eine Gleichung, welche mit der am Ende von §. 7. gefundenen überein ſtimmt, wenn man $2\varrho - \varrho' = \frac{1}{2}H . \cos . \omega$ ſetzt.

Aus §. 12. erhellet, daſs für $\varrho = \varrho'$ der Winkel $\omega = o$ wird; in dieſem Falle alſo iſt

$$\varrho' = \frac{1}{2}H.$$

Weil ϱ' einerlei bleibt, wenn man in daſſelbe Flüſſige Röhren von verſchiedener Materie eintaucht, ſo muſs allgemein ſeyn, wenn ϱ nicht $= \varrho'$ iſt, $2\varrho - \varrho' = \varrho' . \cos . \omega$, folglich

$$\varrho = \varrho' . \cos.^2 \tfrac{1}{2}\omega.$$

Und ſo findet man aus dem Winkel ω das Verhältniſs $\varrho : \varrho'$, und umgekehrt; ω aber iſt der Winkel, welchen der äuſserſte Theil der Oberfläche des Flüſſigen mit der Röhrenwand macht.

Ein directer Beweis für die Gleichung $\varrho' = \frac{1}{2}H$.

14. Es ſey (Fig. 17. *) AB eine vertikale Ebene von merklicher Dicke, deren untere Seite horizontal iſt. In der Entfernung $EC = a$ von die-

*) Auch dieſe Figur findet ſich nicht in dem Originale, ſondern iſt von Hrn. Dr. Brandes der Deutlichkeit halber hier hinzu gefügt worden. Gilbert.

dieser Ebene befinde sich eine nach D zu unbegrenzte verticale Linie CD, deren oberes Ende C mit der untern Grenze der Ebene in einerley Niveau liege, und diese Linie werde von der Ebene angezogen. Die Function $\varphi(s)$ drücke das Gesetz der Attraction in Rücksicht auf die Entfernung s aus. Wir wollen die Lage eines jeden Punktes der festen Ebene durch Coordinate x, y, z bestimmen, die auf einander senkrecht sind, und die von C, dem obern Ende der angezogenen Linie, an gerechnet werden. Die Achse des x sey gleichlaufend dem kürzesten Abstande CE der verticalen Linie von der mit ihr parallelen Ebene; die Achse des y sey horizontal, und folglich die auf beide senkrechte Achse des z vertical. Endlich sey z' die verticale Tiefe eines unbestimmten Punktes Z unter C, und s die Entfernung dieses Punktes von irgend einem Elemente der Ebene, also

$$s^2 = x^2 + y^2 (z + z')^2.$$

Nach diesen Bezeichnungen ist die verticale Attraction der ganzen festen Ebene auf einen Punkt Z

$$= \iiint dx \,.\, dy \,.\, dz \,.\, \frac{(z+z')}{s} \,.\, \varphi(s),$$

und man findet die Attraction für die ganze Linie, wenn man dieses Integral mit dz' multiplicirt, und das Integral in Beziehung auf z' zwischen den Grenzen $z' = o$ und $z' = \infty$ sucht.

Setzen wir, wie in §. 1., $\int ds \,.\, \varphi(s) = c - \Pi(s)$, wenn dieses Integral von $s = o$ an gerechnet wird,

und c den Werth bedeutet, welchen es für $s = \infty$ erlangt, so ist, wenn dieses Integral mit $s = ʃ$ verschwinden sollte,

$$\int ds \,.\, \varphi(s) = c - \Pi(s) - c + \Pi(ʃ).$$

Folglich ist der bis zu $s = \infty$ erstreckte Werth des Integrals

$$\int dz' \,.\, \frac{z+z'}{s} \,.\, \varphi(s) = \Pi(ʃ),$$

und es bedeutet hier $ʃ$ denjenigen Werth, welchen s in C erhält, oder den Abstand des obern Punktes der Linie von dem anziehenden Theilchen der Ebene. Die Attraction der ganzen festen Ebene ist also =

$$\iiint dx \,.\, dy \,.\, dz \,.\, \Pi(ʃ).$$

Es sey nun ω der Winkel, welchen s mit der durch C gelegten horizontalen Ebene macht, und ϑ der Winkel, welchen die Projection von s auf die horizontale Ebene, mit der Achse der y bildet: so ist

$$x = s \,.\, \sin. \vartheta \,.\, \cos. \omega;\; y = s \,.\, \cos. \vartheta \,.\, \cos. \omega.$$

und $$dx \,.\, dy \,.\, dz = s^2\, ds \,.\, d\vartheta \,.\, d\omega \,.\, \cos. \omega.$$

Nach der Natur der hier betrachteten Attractionen, welche auf unmerkliche Entfernungen eingeschränkt sind, ist es einerley, ob man die Dicke der festen Ebene als endlich oder als unendlich annimmt, wir wollen sie also als unendlich ansehen. Ist nun $\int s ds \,.\, \Pi(s) = c' - \Psi(s)$ und c' der Werth des Integrals für $s = \infty$, so ist

$$\int s^2\, ds \,.\, \Pi(s) = -s \,.\, \Psi(s) + \int ds \,.\, \Psi(s) + const.$$

Hier werden die Integrale von $s = ſ$ an gerechnet, und da für $s = \infty$ die Function $s . \Psi(s)$ verſchwindet, ſo iſt $const. = ſ . \Psi(ſ)$; und der vollſtändige Werth des Integrals iſt

$$\int_0 s^2 . ds . \Pi(s) = ſ . \Psi(ſ) + \int ds \Psi . (s).$$

Ich ſetze ferner $\int ds . \Psi(s) = c'' - \Gamma(s)$, wenn dieſs Integral mit $s = o$ verſchwindet, und $= c''$ wird für $s = \infty$. Es läſst ſich leicht überſehen, daſs dann der auf die Grenzen $s = ſ$ und $s = \infty$ eingeſchränkte Werth des Integrals $= \Gamma(ſ)$ wird, ſo daſs man hat

$$\int s^2 . ds . \Pi(s) = ſ . \Psi(ſ) + \Gamma(ſ).$$

Unſer dreyfaches Integral verwandelt ſich dem zu Folge in folgendes zweyfache Integral

$$\iint d\vartheta . d\omega . \cos . \omega . [ſ . \Psi(ſ) + \Gamma(ſ) .]^{*)}$$

Wir wollen uns jetzt eine durch die angezogene Linie CD und die Achſe der x gehende Ebene denken, und unterſuchen, wie dieſe von der feſten Ebene nach verticaler Richtung angezogen wird. Man findet dieſe Attraction, indem man die vorige Function mit da multiplicirt und integrirt. Es iſt aber $a = ſ . \sin . \vartheta . \cos . \omega$, und, wenn bloſs $ſ$ veränderlich angenommen wird, $da = dſ . \sin . \vartheta . \cos . \omega$. Die geſuchte verticale Attraction iſt alſo

$$= \iiint dſ . d\vartheta . d\omega . \sin . \vartheta . \cos .^2 \omega . [ſ . \Psi(ſ) + \Gamma(ſ)].$$

*) In dem Originale ſind die Buchſtaben s und $ſ$ nicht zu unterſcheiden; ich hoffe, daſs meine Unterſcheidung beider die richtige iſt. *Br.*

und c den Werth bedeutet, welchen es für $s = \infty$ erlangt, so ist, wenn dieses Integral mit $s = f$ verschwinden sollte,

$$\int ds \,.\, \varphi(s) = c - \Pi(s) - c + \Pi(f).$$

Folglich ist der bis zu $s = \infty$ erstreckte Werth des Integrals

$$\int dz' \,.\, \frac{z+z'}{s} \,.\, \varphi(s) = \Pi(f),$$

und es bedeutet hier f denjenigen Werth, welchen s in C erhält, oder den Abstand des obern Punktes der Linie von dem anziehenden Theilchen der Ebene. Die Attraction der ganzen festen Ebene ist also =

$$\iiint dx \,.\, dy \,.\, dz \,.\, \Pi(f).$$

Es sey nun ω der Winkel, welchen s mit der durch C gelegten horizontalen Ebene macht, und ϑ der Winkel, welchen die Projection von s auf die horizontale Ebene, mit der Achse der y bildet: so ist

$$x = s \,.\, \sin. \vartheta \,.\, \cos. \omega; \; y = s \,.\, \cos. \vartheta \,.\, \cos. \omega.$$

und $$dx \,.\, dy \,.\, dz = s^2\, ds \,.\, d\vartheta \,.\, d\omega \,.\, \cos. \omega.$$

Nach der Natur der hier betrachteten Attractionen, welche auf unmerkliche Entfernungen eingeschränkt sind, ist es einerley, ob man die Dicke der festen Ebene als endlich oder als unendlich annimmt, wir wollen sie also als unendlich ansehen. Ist nun $\int s ds \,.\, \Pi(s) = c' - \Psi(s)$ und c' der Werth des Integrals für $s = \infty$, so ist

$$\int s^2\, ds \,.\, \Pi(s) = -s \,.\, \Psi(s) + \int ds \,.\, \Psi(s) + const.$$

Hier werden die Integrale von $s=\int$ an gerechnet, und da für $s=\infty$ die Function $s.\Psi(s)$ verschwindet, so ist $const.=\int.\Psi(\int)$; und der vollständige Werth des Integrals ist

$$\int_0 s^2.ds.\Pi(s)=\int.\Psi(\int)+\int ds\,\Psi.(s).$$

Ich setze ferner $\int ds.\Psi(s)=c''-\Gamma(s)$, wenn diess Integral mit $s=o$ verschwindet, und $=c''$ wird für $s=\infty$. Es läfst sich leicht übersehen, dass dann der auf die Grenzen $s=\int$ und $s=\infty$ eingeschränkte Werth des Integrals $=\Gamma(\int)$ wird, so dass man hat

$$\int s^2.ds.\Pi(s)=\int.\Psi(\int)+\Gamma(\int).$$

Unser dreyfaches Integral verwandelt sich dem zu Folge in folgendes zweyfache Integral

$$\iint d\vartheta.d\omega.\cos.\omega.[\int.\Psi(\int)+\Gamma(\int).]^{*)}$$

Wir wollen uns jetzt eine durch die angezogene Linie *CD* und die Achse der *x* gehende Ebene denken, und untersuchen, wie diese von der festen Ebene nach verticaler Richtung angezogen wird. Man findet diese Attraction, indem man die vorige Function mit *da* multiplicirt und integrirt. Es ist aber $a=\int.\sin.\vartheta.\cos.\omega$, und, wenn blofs $\int$ veränderlich angenommen wird, $da=d\int.\sin.\vartheta.\cos.\omega$. Die gesuchte verticale Attraction ist also

$$=\iiint d\int.d\vartheta.d\omega.\sin.\vartheta.\cos.^2\omega.[\int.\Psi(\int)+\Gamma(\int)],$$

*) In dem Originale sind die Buchstaben s und $\int$ nicht zu unterscheiden; ich hoffe, dass meine Unterscheidung beider die richtige ist. *Br.*

und das Integral muſs in Beziehung auf f von $f = o$ bis $f = \infty$ genommen werden. Nach dem Vorigen iſt für dieſe Grenzen

$$\int f . df . \Psi(f) = - f . \Gamma(f) + \int df . \Gamma(f) = \int df . \Gamma(f),$$

weil für $f = \infty$, das Product $f . \Gamma(f) = o$ iſt. Da wir nun §. 1. $\int f . df . \Psi(f) = \frac{1}{2\pi} . H$ geſetzt haben, ſo iſt das vorige dreyfache Integral =

$$\frac{H}{\pi} \iint d\omega . d\vartheta . \sin.\vartheta \cos.^2\omega.$$

Nimmt man das Integral in Beziehung auf ω von $\omega = o$ bis $\omega = \frac{1}{2}\pi$, und in Beziehung auf ϑ von $\vartheta = o$ bis $\vartheta = \pi$, ſo wird

$$\iint d\omega . d\vartheta . \sin.\vartheta . \cos.^2\omega = \frac{1}{2}\pi,$$

alſo endlich. Folglich iſt die *geſammte verticale Attraction* der feſten Ebene auf die gegen ſie ſenkrechte Ebene $= \frac{1}{2} H$. Dieſe Attraction iſt es, die wir vorhin mit ϱ bezeichneten, oder mit ϱ', wenn die anziehende Maſſe mit dem Flüſſigen von einerley Materie iſt; alſo iſt auch hier

$$\varrho' = \frac{1}{2} H,$$

wie es oben die Vergleichung beider Methoden ergab.

Man überſieht auf dieſe Art, eben ſowohl nach der einen als nach der andern dieſer Methoden, nicht bloſs die Gleichheit der Kräfte ϱ und $\frac{1}{2} H$, von denen die haarröhren-artigen Erſcheinungen abhängen, ſondern auch ihre Ableitung aus den Attractionskräften der Körpertheilchen, welche ebenfalls die Verwandtſchaften hervorbringen.

Die *Haarröhrchen-Kraft* ist nichts anders, als die Modification dieser anziehenden Kräfte, welche von der Krümmung der Oberfläche (nach der Ansicht der in §. 1. aus einander gesetzten Methode), oder von der Lage der anziehenden Ebenen (nach der zweyten, eben ausgeführten Methode), abhängt; dagegen scheinen die *Verwandtschaften* die Attractivkräfte selbst zu seyn, so fern sie mit ihrer völligen Gewalt wirken.

K. *Betrachtung einzelner Fälle.*

15. Die am Ende von §. 13. gefundene Gleichung $gDV = (2\varrho - \varrho')c$, giebt für einen *Cylinder* vom Halbmesser $= l$, in welchem das Flüssige zu der mittlern Höhe $= q$ steigt,

$$2\varrho - \varrho' = \tfrac{1}{2} gD \,.\, lq;$$

und man findet daher für jede andere Röhre zur Vergleichung mit der kreisförmig cylindrischen das *Volumen*

$$V = \tfrac{1}{2} l \,.\, q \,.\, c.$$

Diese Gleichung zeigt, dass unter allen prismatischen Röhren von gleichem innern Querschnitte, der hohle Cylinder die geringste Quantität des Flüssigen über das Niveau erhebt, weil sein Umfang der kleinste ist.

Nennt man b den Querschnitt der Röhre, und h die mittlere Höhe aller Punkte der Oberfläche des in ihr angehobenen Flüssigen, so ist $V = hb$, und folglich für jede Röhre

$$h = \frac{lqc}{2b}.$$

In diesen Formeln muſs man q, V, h und $2\rho - \rho'$ negativ annehmen in den Fällen, wenn das Fluidum sich in der Röhre *senkt*, statt in ihr zu steigen.

Uebrigens gelten diese Formeln auch für ein *eckiges Prisma*; denn sie könnten nur in den Ecken auf eine Entfernung, die der merklichen Wirkungssphäre der Röhrenwand gleich wäre, fehlerhaft seyn; da aber diese Entfernung unmerklich ist, so kann auch der gesammte Irrthum nicht anders als unmerklich seyn. Die Formeln gelten also ohne Ausnahme in allen Fällen.

Sind die Querschnitte verschiedener *prismatischer* Röhren *ähnliche Figuren*, so ist der Inhalt b dem Quadrate des Umfangs c proportional, und also die Höhe h diesem Umfange umgekehrt proportional. Eine leichte Folgerung hieraus ist, daſs in prismatischen Röhren, deren Querschnitte reguläre, um einerley Kreis beschriebene Polygone sind, h gleich groſs ist, oder daſs in ihnen das Flüssige sich zu einerley mittlern Höhe erhebt.

Gellert hat einige Beobachtungen über das Aufsteigen des Wassers in *prismatischen* Glasröhren *mit rectangulären und dreyeckigen Grundflächen* angestellt *), und fand, daſs bey ähnlichen Grundflächen die Höhen den ähnlich liegenden Seiten umgekehrt proportional sind, wie das unsre Formeln ergeben. Er glaubte auch schlieſsen zu dürfen, daſs das Wasser in rectangulären und trian-

*) *Mémoires de l'acad. de Petersbourg*. Tom. XII.

gulären Röhren von gleichen Grundflächen gleich hoch stiege; doch entscheidet er hierüber nicht völlig. Er führt nicht genug Data an, um die Beobachtungen mit der Theorie vergleichen zu können; indessen giebt diese, wenn die eine Grundfläche ein Quadrat, die andere ein gleichseitiges Dreyeck ist, und beide von gleichem Inhalte sind, die Höhen wie $2 : \sqrt[4]{3^3}$, oder beynahe wie $7 : 8$.

Ist das Prisma *rechteckig*, und die grössere Seite der Basis $= a$, die andere sehr klein $= l$, so ist $b = al$ und $c = 2(a + l)$, folglich

$$h = (1 + \frac{l}{a})q.$$

Für den Fall also, da a sehr groß gegen l ist, hat man $h = q$: oder, zwischen *zwey* einander sehr nahen und *parallelen Ebenen* steigt das Flüssige sehr nahe so hoch, als in einer cylindrischen Röhre von gleicher Materie, wenn die Entfernung der Ebenen von einander dem Halbmesser des Cylinders gleich ist. Eine Regel, die wir schon oben §. 9. gefunden haben.

In diesen Formeln bezeichnen q und h die *mittlere Höhe* der verschiedenen Punkte der Oberfläche; diese Höhe ist also verschieden von der Höhe desjenigen Punkts der Oberfläche des Flüssigen, der in der Achse einer verticalen cylindrischen Röhre liegt, und diese letztere Höhe ist nicht genau dem Durchmesser der Röhre umgekehrt proportional. Wenn das Flüssige die Wände

der Röhre vollkommen naſs macht, wie Waſſer und Alkohol das Glas benetzen, ſo muſs man, um eine Gröſse zu erhalten, die dem Durchmeſſer der Röhre umgekehrt proportional iſt, zu der Höhe in der Achſe der Röhre noch ein Sechstel des Durchmeſſers der Röhre addiren. Iſt nämlich die Höhe in der Achſe der Röhre $= q$, und der Halbmeſſer der Röhre $= l$, ſo iſt das Volumen des bis zum niedrigſten Punkte der Oberfläche erhobenen Flüſſigen $= \pi l^2 q$. Nimmt man nun an (wie man in dieſem Falle nach §. 12. darf), der oberhalb dieſes Punkts liegende Meniscus ſey durch eine hohle Halbkugel begrenzt, ſo iſt das Volumen des Meniscus $= \frac{1}{3}\pi l^3$, alſo das Volumen der ganzen Säule $= \pi l^2 (q + \frac{1}{3} l)$. Dieſes Volumen muſs dem Umfange der Baſis $= 2\pi l$ proportional ſeyn; alſo muſs $l(q + \frac{1}{3} l)$ eine in verſchiedenen cylindriſchen Röhren conſtante Gröſse ſeyn; und folglich iſt die Gröſse $q + \frac{1}{3} l$ dem Durchmeſſer der Röhre umgekehrt proportional.

Man denke ſich eine *heberförmig gekrümmte* Glasröhre, deren kürzerer Schenkel ein Haarröhrchen, der längere Schenkel dagegen ſo *breit* iſt, daſs er ein anſehnliches Gefäſs bildet. Gieſst man in dieſes Gefäſs *Alkohol*, ſo erhebt dieſer ſich im Haarröhrchen über das Niveau im Gefäſse, und fährt fort, ſich zu erheben, wenn man mehr Alkohol in das Gefäſs eingieſst, indem der Unterſchied der Höhe im Haarröhrchen und im Gefäſse ſo lange gleich bleibt, bis der Alkohol das Ende

des Haarröhrchens erreicht hat. Fährt man, nachdem er zu dieser Höhe gestiegen ist, noch fort, Alkohol in das Gefäfs zu giessen, so wird die Oberfläche im Haarröhrchen immer weniger und weniger concav, und wenn im Gefäfse die Oberfläche in einerley Niveau mit dem Ende des Haarröhrchens gekommen ist, so wird die Oberfläche im Haarröhrchen eben und horizontal seyn.

Nun haben wir oben (§. 12.) gesehen, dafs, wenn die Wirkung des Glases auf ein Flüssiges gröfser ist, als die Wirkung der Theilchen des Flüssigen auf einander, eine Schichte des Flüssigen sich an die Wände des Glases anlegt, und einen neuen Körper bildet, dessen Attraction gegen das Flüssige mit der Wirkung der flüssigen Theilchen auf einander einerley ist. Bey Flüssigkeiten, die das Glas vollkommen befeuchten, kann man daher die Wirkung des Glases auf das Flüssige, der gegenseitigen Einwirkung der Theilchen des Flüssigen gleich setzen. In dem Falle, wenn das Niveau im Gefäfse gerade durch die Oeffnung des Haarröhrchens geht, verhält sich dann also alles eben so, als wenn in einem gröfsern Gefäfse, worin Alkohol im Gleichgewicht steht, eine unbestimmte Masse Alkohol sich zum Theil in eine feste Masse verwandelt, und ein Haarröhrchen gebildet hätte, in welchem sich etwas flüssiger Alkohol in Verbindung mit dem übrigen nicht consolidirten Alkohol befände. Offenbar würde in diesem Falle das Gleichgewicht unverändert,

und die Oberfläche im Haarröhrchen horizontal, und mit der andern Oberfläche im Niveau bleiben. Es ist folglich nicht allgemein wahr, daſs die Oberfläche des Alkohols mit den Wänden des Glasgefäſses alle Mal einerley Winkel bildet, sondern dieſs gilt nur, so lange das Ende der Wände nicht erreicht ist; in dieſem letztern Falle bleibt offenbar die Wirkung der Wände auf das Flüſsige nicht mehr dieſelbe.

Fährt man immer noch fort, Alkohol in das Gefäſs einzugieſsen, nachdem er schon das Niveau des Endes der Haarröhre erreicht hat, so entsteht am Ende des Haarröhrchens auſserhalb ein Tropfen, der immer convexer, und endlich eine Halbkugel wird; und wenn dieſs geschieht, so ist der Alkohol im Gefäſse gerade so hoch über der durch das Ende des Haarröhrchens gehenden Horizontalebene gestiegen, als er Anfangs, ehe er das Ende des Haarröhrchens erreichte, in dieſem sich über dem Niveau des Alkohols im Gefäſse erhoben hatte. Denn der Druck, welcher von der Convexität des Tropfens in dem Falle herrührt, ist gleich der saugenden Kraft (*succion*), welche in dem andern Falle durch die Concavität bewirkt wird. Gieſst man endlich noch etwas Alkohol in das Gefäſs, so verschwindet der Tropfen; er fängt nämlich an, sich zu verlängern, und muſs in den Punkten seiner Oberfläche bersten, wo der Krümmungshalbmesser sich vergröſsert.

Aehnliche Erscheinungen zeigen sich an einer Säule Alkohols, die in einer gläsernen verticalen Haarröhre hängt. Der Alkohol bildet am untern Ende der Röhre einen Tropfen, der desto convexer wird, je länger die flüssige Säule in der Röhre war. Wenn der Tropfen eine Halbkugel ist, so findet man die Länge der Säule doppelt so groſs, als die Höhe, zu welcher sich der Alkohol in dieser Röhre erhebt, wenn sie mit dem untern Ende in ein Gefäſs voll Alkohol getaucht wird. Nimmt man die flüssige Säule noch länger, so verbreitet sich der Tropfen über die untere Grundfläche der Röhre, und es entsteht ein neuer Tropfen, der immer convexer wird, und endlich eine Halbkugel bildet, deren Durchmesser dem äuſsern Durchmesser der Röhre gleich ist; und wenn dann die Säule im Gleichgewichte ist, so ist ihre Länge so groſs, als die Summe der Höhen, welche der Alkohol in zwey Röhren erreichen würde, deren eine den innern Durchmesser, die andere den äuſsern Durchmesser der Röhre zum innern Durchmesser hätte. Giebt man der flüssigen Säule im Innern der Röhre eine noch gröſsere Länge, so tröpfelt etwas von dem Flüssigen weg. — Alle diese Resultate bestätigt die Erfahrung.

L. Betrachtung des Falles, wenn in einem Haarröhrchen zwey verschiedene Fluida über einander stehen, und Versuche von Hn. Gay-Lussac.

16. „Wenn sich in einem Gefäſse verschie„dene Flüssigkeiten in horizontalen Schichten über

„einander befinden, und man hat in diese Flüssig-„keiten eine gerade, prismatische, senkrecht ste-„hende Röhre mit ihrem untern Ende eingetaucht: „so übertrifft das Gewicht des in der Röhre wirk-„lich enthaltenen Flüssigen das Gewicht desjenigen „Flüssigen, welches die Röhre *ohne* Einwirkung der „Haarröhrenkraft enthalten würde, um eben so „viel, als das Gewicht des Flüssigen beträgt, wel-„ches sich in der Röhre über das Niveau in dem „Falle erheben würde, wenn sich in dem Gefäfse „nur das einzige Flüssige befände, in welchem sich „das untere Ende der Röhre befindet." Denn offenbar wirkt auf das Flüssige, welches das untere Ende der Röhre berührt, die Röhre und dieses Flüssige selbst eben so, als wenn die andern Flüssigkeiten nicht vorhanden wären; die übrigen in der Röhre enthaltenen Flüssigkeiten sind um etwas Merkliches von der untern Basis derselben entfernt, daher die Einwirkung der Röhre auf sie gar nichts beytragen kann, um sie zu heben oder nieder zu drücken; und was die gegenseitige Wirkung dieser Flüssigkeiten eine auf die andere betrifft, so würde sie sich offenbar aufheben, wenn alle zusammen eine feste Masse bildeten, welches sich annehmen liefse, ohne dafs dadurch das Gleichgewicht gestört werden würde. „Hieraus folgt, dafs, „wenn man ein Haarröhrchen mit seinem untern „Ende in ein Flüssiges eintaucht, und dann eine „andere Flüssigkeit, die über die erstere stehend „bleibt, in das Haarröhrchen giefst; das Gewicht

„beider Flüssigkeiten, welche in der Röhre über „dem Niveau angehoben sind, eben so groſs seyn „muſs, als das Gewicht des ersten, Anfangs allein „darin enthaltenen Flüssigen."

Die Oberfläche des zu oberst stehenden Flüssigen muſs in diesem Falle offenbar eben dieselbe seyn, als in dem Falle, wenn die Röhre in ein bloſs mit diesem Flüssigen gefülltes Gefäſs getaucht würde; da hingegen, wo beide Fluida sich berühren, haben sie eine gemeinschaftliche Oberfläche, deren Gestalt anders ausfallen wird, als wenn jedes Fluidum sich einzeln in der Röhre befände; und es ist interessant, diese Gestalt zu bestimmen.

Wir wollen zu dem Ende annehmen, die innere Oberfläche der eingetauchten Röhre sey ein gerader, verticaler und sehr enger Cylinder. In diesem Falle kann man sowohl die gemeinschaftliche Oberfläche beider Flüssigkeiten, als auch die Oberfläche, welche jede einzeln in der Röhre annehmen würde, als Kugelsegmente von verschiedenen Halbmessern ansehen. Es sey ω der Winkel, welchen die Oberfläche des obern Flüssigen mit der innern Röhrenwand macht; ω' eben dieser Winkel, den das untere Flüssige mit der innern Röhrenwand machen würde, wenn es allein in der Röhre wäre; und ϑ der Winkel, welchen die gemeinschaftliche Oberfläche beider Flüssigkeiten mit der Oberfläche der Röhre bildet. Dabey ist zu bemerken, daſs diese Winkel nicht diejenigen sind, welche die verschiedenen Oberflächen an den Be-

rührungspunkten mit der Röhrenwand machen, sondern dafs darunter, wie mehrmahls erwähnt worden, die Winkel verstanden werden, welche Tangential-Ebenen, die an der Grenze der Wirkungssphäre der Röhre an die Oberfläche gelegt sind, mit der Röhrenwand bilden. Wir wollen mit K und H für das obere Flüssige eben das bezeichnen, was diese Buchstaben in §. 1. (S. 43.) bedeuteten; und mit K' und H' dieselben Gröfsen für das untere Flüssige. Endlich mögen $K_{,}$ und $H_{,}$ das bedeuten, was aus K und H wird, wenn man nicht die Wirkung des obern Flüssigen auf sich selbst, sondern seine Wirkung auf das untere Flüssige betrachtet; da dann, weil Wirkung und Gegenwirkung gleich sind, $K_{,}$ und $H_{,}$ zugleich auch das bedeuten mufs, was aus K' und H' wird, wenn man die Wirkung des untern Flüssigen auf das obere betrachtet. Man denke sich nun einen unendlich engen, längs der Achse der Röhre fortgehenden, dann sich unter der Röhrenwand hin krümmenden, und an der Oberfläche im Gefäfse sich endenden Kanal. In diesem Kanale wird das *oben stehende Flüssige erstlich* mit einer Kraft $= K - \frac{H . \cos . \omega}{l}$ an seiner obern Fläche nach unten zu getrieben, wenn l den innern Halbmesser der Röhre bedeutet, und *zweytens* an der gemeinschaftlichen Oberfläche beider Flüssigkeiten mit einer Gewalt $= K + \frac{H . \cos . \vartheta}{l}$ aufwärts getrieben, wegen der Wirkung des obern Fluidums auf

sich selbst; und *drittens* wird es hier mit einer Kraft $= K_{,} + \frac{H_{,} \cdot \cos.\vartheta}{l}$ niederwärts getrieben, wegen der Einwirkung des untern Flüssigen auf das obere. Das obere Flüssige des Kanals wird also nieder gezogen mit einer Kraft

$$= K_{,} + \frac{(H_{,} - H) \cos.\vartheta}{l} - \frac{H \cdot \cos.\omega}{l}.$$

Dagegen wird das *unten stehende Flüssige* niederwärts gezogen, *erstlich* wegen der Einwirkung dieses untern Flüssigen auf sich selbst, mit einer Kraft $= K' - \frac{H' \cdot \cos.\vartheta}{l}$; *zweitens* wegen der Wirkung des obern Flüssigen auf dasselbe mit einer Kraft $= - K_{,} + \frac{H_{,} \cos.\vartheta}{l}$; also überhaupt mit der Kraft

$$= K' - K_{,} + \frac{(H_{,} - H') \cos.\vartheta}{l}.$$

Die *gesammte* auf das Flüssige im Kanale wirkende Kraft ist also

$$= K' + \frac{(2H_{,} - H - H') \cos.\vartheta}{l} - \frac{H \cdot \cos.\omega}{l}.$$

Wäre das untere Flüssige allein vorhanden, so wäre diese Kraft $= K' - \frac{H' \cos.\omega'}{l}$. Da nun aber das Gewicht des in der Röhre enthaltenen Flüssigen in beiden Fällen einerlei ist, wie wir gezeigt haben, so müssen diese Kräfte gleich seyn; wir haben folglich

$$\frac{H \cdot \cos.\omega}{l} = \frac{H' \cdot \cos.\omega'}{l} + \frac{(2H_{,} - H - H')}{l} \cos.\vartheta$$

und also

$$\cos.\vartheta = \frac{H' \cdot \cos.\omega' - H \cdot \cos.\omega}{H + H' - 2H_{,}}.$$

Bezeichnet man mit $\overline{H}$ den Werth, welchen H erlangt, wenn man die Wirkung des obern Flüs-

ſigen auf die Materie der Röhre betrachtet, und mit $\overline{H'}$ das, was aus H' wird, wenn man die Wirkung des untern Flüſſigen auf die Materie der Röhre betrachtet, ſo iſt $2\overline{H} - H = H . \cos.\omega$ und $2\overline{H'} - H' = H' . \cos.\omega'$ *), und

$$\cos.\vartheta = \frac{2\overline{H'} - 2\overline{H} + H - H'}{H + H' - 2H_{\prime}}.$$

Iſt aber ϑ bekannt, ſo findet man nach den im Vorigen vorkommenden Lehrſätzen leicht die Differentialgleichung für die gemeinſchaftliche Oberfläche bei jeder Weite und Figur der Röhre, und ϑ iſt noch immer der Winkel, den eine an die gemeinſchaftliche Oberfläche beider Flüſſigkeiten an der Grenze der merklichen Wirkungsſphäre der Röhrenwand gelegte Tangential-Ebene mit der Röhrenwand macht.

Dieſe Formeln ſetzen eigentlich voraus, daſs die Flüſſigkeiten die Wände der Röhre nicht vollkommen befeuchten. Wir haben geſehen (§. 12.), daſs, im Fall die Wirkung der Röhre auf das Flüſſige gröſser iſt, als die Wirkung der flüſſigen Theilchen auf einander, die Röhrenwand ſich mit einer Schichte des Flüſſigen überzieht; ſind alſo mehrere Flüſſigkeiten in der Röhre enthalten, welche alle ſie vollkommen befeuchten, ſo bilden dieſe innerhalb der Röhre verſchiedene Schichten, bei denen die ſtrenge Anwendung der Formeln wegfällt.

Wir

*) Dieſe Gleichungen folgen aus §. 13, wo $2\varrho - \varrho' = \varrho' . \cos.\omega$ gefunden wurde. *Br.*

Wir wollen hier nur eine Glasröhre betrachten, welche *Waſſer* und *Queckſilber* enthält, und annehmen, die Röhrenwände wären ſehr befeuchtet und mit einer ſehr dünnen Waſſerſchicht überzogen. In dieſem Falle kann man die Röhre ſelbſt als aus Waſſer beſtehend anſehen, und hat $H_{,} = \overline{H'}$ und $\overline{H} = H$. Es wird alſo $\cos.\vartheta = -1$ und $\vartheta = \pi$; das heiſst, die Oberfläche des Queckſilbers wird convex und beinahe eine Halbkugel, wenn die Röhre ſehr enge iſt. Man kann ſich von dieſem Reſultate auch durch Anwendung derjenigen Schlüſſe überzeugen, durch welche in §. 12 bewieſen wurde, daſs die Oberfläche des Flüſſigen in einer ſehr engen Röhre eine convexe Halbkugel wird, wenn die Wirkung der Röhre auf das Flüſſige unmerklich iſt.

Nach dem Vorigen iſt, wenn man auf die Wirkung der Schwere nicht Rückſicht nimmt, die *Depreſſion des Queckſilbers* $= -\frac{H'.\cos.\omega'}{gl} = \frac{H' - 2H_{,}}{gl}$, wenn man die auf der Oberfläche ſtehende Waſſerſäule nicht mit in Betrachtung zieht. Iſt die Höhe dieſer Säule $= b$ und des Queckſilbers Dichtigkeit $= D$, die des Waſſers $= 1$, ſo wird die Depreſſion des Queckſilbers

$$= \frac{H' - 2H_{,}}{gl} + \frac{b}{D}.$$

Wäre eben dieſe Röhre mit *Alkohol* befeuchtet, und man nennt $'H$ die Wirkung des Alkohols

auf das Queckfilber, $'b$ die Höhe der Alkoholfäule, welche über die Oberfläche des Queckfilbers fteht, und $'D : 1$ das Verhältnifs der fpecififchen Schwere des Queckfilbers zu der des Alkohols, fo wird jetzt die Depreffion des Queckfilbers

$$= \frac{H - 2'H}{gl} + \frac{'b}{'D}.$$

Da die Wirkung der Waffertheilchen auf einander viel gröfser ift, als die der Alkoholtheilchen auf einander, wie wir bald fehen werden, fo ift es wahrfcheinlich, dafs die Wirkung des Waffers auf das Queckfilber gröfser ift, als die des Alkohols auf daffelbe, oder $'H < H_{,}$, und diefer Unterfchied müfste bei Verfuchen merklich werden.

Herr Gay-Luffac hat fich bemühet, diefen Unterfchied zu beftimmen. Er bediente fich einer fehr befeuchteten Glasröhre, deren innerer Durchmeffer mit Hülfe des Gewichts der fie füllenden Queckfilberfäule fehr genau beftimmt, und = 1,29441 Millim. gefunden war. Er tauchte diefe Glasröhre mit dem untern Ende in Queckfilber, und ein Mittel aus zehn nahe überein ftimmenden Verfuchen gab ihm die Depreffion des Queckfilbers = 7,4148 Millim. Das Queckfilber hatte bei feinem Eintritte in die Röhre etwas von dem an den Wänden hängenden Waffer auf feiner Oberfläche gefammelt, und die Länge der fo gebildeten Wafferfäule war = 7,730 Millim.; die Beobachtungen wurden bei 17°,5 Temperatur angeftellt *). Die

*) Wahrfcheinlich nach der hunderttheiligen Skale. *Gr.*

wahre, um das Gewicht dieser Wassersäule verminderte, Depression des Quecksilbers war also $= 6,8464$ Millim., und dieses ist für diese Flüssigkeiten der Werth von $\frac{H' - 2H,}{gl}$.

Als Herr Gay-Lussac dieselbe Röhre mit Alkohol vom specifischen Gewichte $= 0,81971$ benetzt hatte, fand er abermahl aus zehn wenig verschiedenen Beobachtungen die Depression des Quecksilbers $= 8,0261$ Millim., und die Länge der oberhalb stehenden Alkoholsäule $= 7,4735$ Millim.; die Temperatur war $17°,5$. Diese Beobachtung giebt $\frac{H' - 2'H}{gl} = 7,5757$ Millim., und dieser Werth ist, wie es voraus zu errathen war, merklich gröſser, als er bei Wasser und Quecksilber sich gefunden hatte.

Herr Gay-Lussac hat auch die Krümmung der concaven Oberfläche des Quecksilbers in der vorigen Röhre beobachtet, indem er den Pfeil derselben maſs *), und er hat diesen eben so gefunden, wie bei der hohlen oberen Fläche des Wassers und des Alkohols; diese Oberflächen sind also unter einander gleich, und zwar bilden sie Halbkugeln von eben dem Durchmesser wie die Röhre, der vorher gehenden Theorie entsprechend.

„Wenn ein Gefäſs von unbestimmter Gröſse „nur zwei verschiedene Flüssigkeiten enthält, und

*) Vergl. S. 27. *Gilbert.*

„man taucht eine gerade prismatiſche Röhre verti-
„kal in daſſelbe ſo unter, daſs das obere Ende
„derſelben ſich in dem einen, das untere Ende in
„dem andern Flüſſigen befindet, ſo iſt das Gewicht
„der durch die Haarröhren-Kraft innerhalb der
„Röhre erhobenen Maſſe des untern Flüſſigen über
„das Niveau deſſelben im Gefäſse, gleich der Sum-
„me von dem Gewichte eines gleichen Volumens
„des obern Flüſſigen, und dem Gewichte derjeni-
„gen Maſſe des untern Flüſſigen, welche ſich in
„dieſem Prisma über das Niveau erheben würde,
„wenn es kein zweites Flüſſiges in dem Gefäſse
„gäbe; weniger dem Gewichte der Maſſe des
„obern Flüſſigen, welche ſich in demſelben Pris-
„ma über das Niveau erheben würde, wenn die-
„ſes Flüſſige ſich allein in dem Gefäſse befände,
„und das untere Ende der Röhre darin eingetaucht
„wäre."

Um dieſes zu beweiſen, muſs man bemerken, daſs die Wirkung der Röhre und des *untern* Flüſſigen auf den in der Röhre enthaltenen Theil dieſes Flüſſigen eben ſo groſs iſt, als wenn ſich dieſes Flüſſige allein im Gefäſse befände, daſs alſo dieſer Theil des Flüſſigen in beiden Fällen gleich ſtark aufwärts gezogen wird, und zwar mit einer Kraft, die dem Gewichte desjenigen Volumens eben dieſes Flüſſigen gleich iſt, welches ſich in der Röhre über das Niveau erheben würde, wenn es das einzige Flüſſige in dem Gefäſse und der Röhre wäre. Auf gleiche Weiſe iſt die Kraft, mit welcher das

zuoberst stehende und im obern Theile der Röhre enthaltene Flüssige durch die Röhre und das die obere Oeffnung umgebende Flüssige niederwärts gezogen wird, gerade so groſs, als die aufwärts gerichtete Kraft in dem Falle, da bloſs das zuoberst stehende Flüssige vorhanden, und die Röhre mit dem untern Ende darin eingetaucht wäre; und diese Kraft ist also gleich dem Gewichte desjenigen Theiles des obern Flüssigen, welches sich in diesem letztern Falle in dieser Röhre über das Niveau erheben würde. Endlich wird das gesammte in der Röhre, oberhalb dem Niveau des untern Fluidums, enthaltene Flüssige niederwärts gedrückt durch sein eigenes Gewicht, hingegen aufwärts durch das Gewicht einer gleich hohen Säule des obern Flüssigen. Vereiniget man diese Kräfte, so findet man gerade, was der Lehrsatz angiebt. Durch ähnliche Schlüsse läſst sich ohne Schwierigkeit bestimmen, wie die Sache sich verhalten würde, wenn noch mehrere Flüssigkeiten in dem Gefäſse vorhanden wären.

M. *Noch einige Theoreme und einzelne Bemerkungen.*

17. Wir haben bisher immer die untere Basis der prismatischen Röhre, gleich viel, von welcher Figur sie sey, als horizontal angesehen; aber wenn sie auch *geneigt* ist, so wird doch die vertikale Attraction der Röhre und des sie umgebenden Flüssigen gegen die in der Röhre enthaltene Masse die-

selbe seyn, als wenn die Basis horizontal wäre, und es muss in beiden Fällen das Gewicht der über das Niveau erhobenen flüssigen Masse gleich seyn. Stellt man sich nämlich, wie wir schon oben thaten, die innere Oberfläche der prismatischen Röhre in das Fluidum verlängert vor, so dass die Anfügung wegen ihrer unendlich dünnen Wände die Wirkung des umgebenden Flüssigen auf das in der Röhre enthaltene Flüssige nicht ändert; so ist es einleuchtend, dass, wenn man die erste Röhre in unendlich kleine vertikale Säulen zerlegt, jede dieser Säulen eben so die Erhebung des Flüssigen im Innern beider Röhren zu bewirken strebt, als wenn die Basis horizontal wäre. Die Summe dieser Wirkung ist also auch hier $= 2\varrho c$.

„Wenn die prismatische Röhre, welche mit „ihrem untern Ende in das Flüssige eines unbe„grenzten Gefäſses eingetaucht ist, eine *Neigung* „gegen den Horizont hat, so ist das Volumen des „in der Röhre über das Niveau erhobenen Flüs„sigen, multiplicirt mit dem Sinus des Neigungs„winkels der Röhrenwände gegen den Horizont, „immer gleich groſs, bei jeder Neigung der Röh„re." Dieses Produkt druckt nämlich das parallel mit den Seitenwänden zerlegte Gewicht des über das Niveau erhobenen Flüssigen aus, und eben dieses so zerlegte Gewicht muss der Einwirkung der Röhre und des äuſsern Flüssigen auf das in der Röhre enthaltene Flüssige das Gleichgewicht halten.

Da nun diese Kraft dieselbe bleibt, bei jeder Neigung der Röhre, so bleibt auch die mittlere vertikale Höhe über dem Niveau bei jeder Neigung der Röhre ungeändert.

„Wenn man in ein hohles rechtwinkliges und „senkrecht stehendes Prisma ein anderes recht„winkliges Prisma von gleicher Materie senkrecht „stellt, und diese verbundenen Prismen mit dem „untern Ende in ein Flüssiges taucht, so ist das „Volumen V des in dem *Zwischenraume zwischen* „*beiden Prismen* über das Niveau erhobenen Flüs„sigen =

$$V = \frac{2\varrho - \varrho'}{gD} \cdot (c + c') = \tfrac{1}{2} lq \cdot (c + c'),$$

„wenn nämlich c den Umfang der innern Grund„fläche des weitern Prisma's, und c' den Umfang „der äussern Grundfläche des kleinern Prisma's „bedeutet." Ein Theorem, dessen Beweis sich aus dem Vorhergehenden ohne Schwierigkeit führen läfst.

Sind die Grundflächen beider Prismen *ähnliche Polygone*, deren homologe Seiten parallel und gleich entfernt von einander sind, so ist, wenn man diesen Abstand $= l$ nennt, die Basis des zwischen beiden Prismen enthaltenen Raumes $= \tfrac{1}{2} l . (c + c')$; und wenn h die mittlere Höhe des erhobenen Flüssigen bedeutet, so ist

$$V = \tfrac{1}{2} hl . (c + c'), \text{ also hier } h = q.$$

Das heisst, die mittlere Höhe des gehobenen Flüs-

ſigen iſt ſo groſs, als die Höhe, welche eben dieſes Flüſſige in einer cylindriſchen Röhre vom Halbmeſſer $= l$ erreichen würde. Aber auch allgemein läſst ſich der Beweis aus §. 13. führen. Man könnte auch beſtimmen, was erfolgen müſste, wenn die Prismen ganz oder zum Theil in ein mit mehreren Flüſſigkeiten gefülltes Gefäſs eingetaucht wären.

„Sind in dem Falle, von welchem das vorige „Theorem handelte, die Prismen von *verſchiede-„nen Materien*, und nennt man ϱ für das gröſsere „und $\varrho_{\prime}$ für das kleinere Prisma, das, was wir „vorhin mit ϱ bezeichneten, ſo wird

$$V = \frac{(2\varrho - \varrho')\,c}{gD} + \frac{(2\varrho_{\prime} - \varrho')\,c'}{gD}.$$

„Bedeuten alſo q und $q_{\prime}$ die Höhen, zu welchen „das Flüſſige in zwei ſehr engen cylindriſchen „Röhren vom Halbmeſſer l, die aus dieſen Mate-„rien beſtehen, ſich über das Niveau erhebt, ſo „iſt auch

$$V = \tfrac{1}{2}l\,.\,(qc + q_{\prime}c'), \text{ und folglich } h = \frac{qc + q_{\prime}c'}{c + c'}.“$$

Auch hierfür läſst ſich der Beweis aus dem Vorigen leicht führen. Man muſs bemerken, daſs q, $q_{\prime}$ negativ werden für Materien, welche in Haarröhrchen niedriger ſtehen, als das Niveau des umgebenden Flüſſigen. — Wie man Formeln beſtimmt für den Fall, daſs das Fluidum zwiſchen *Ebenen* von mehrern verſchiedenen Materien eingeſchloſſen wäre, läſst ſich leicht überſehen.

Das vorige Theorem ergiebt, dafs das Volumen V des durch die Haarröhren-Kraft *an der äussern Seite eines prismatischen Körpers* erhobenen Flüssigen, in welches jener Körper mit seinem untern Ende eingetaucht ist,

$$V = \frac{(2\rho' - \rho') c}{gD} = \frac{1}{2} lqc$$

seyn muss, wenn c den horizontalen Umfang des Prisma's bedeutet. Dieses Volumen druckt die von der Haarröhren-Kraft herrührende *Gewichtszunahme* des Prisma aus. „Im Allgemeinen ist die „von der Haarröhren-Kraft herrührende Gewichts„zunahme eines Körpers von willkürlicher Figur, „gleich dem Gewichte des durch diese Kraft über „das Niveau erhobenen Flüssigen; wird hingegen „das Flüssige unter das Niveau herab gedrückt, so „verwandelt sich die Vermehrung des Gewichts „in Verminderung. Folglich ist die gesammte „*Verminderung des Gewichts eines Körpers in* „*einem Flüssigen* gleich dem ganzen Gewichte „des Flüssigen, welches der Körper aus der Stel„le treibt, theils dadurch, dafs er selbst einen „Raum unterhalb des Niveau's füllt, theils da„durch, dafs er vermöge der Haarröhren-Kraft „einen Raum um sich leer macht." Dieser Satz umfafst, wie man sieht, das bekannte hydrostatische Gesetz über die Gewichts-Verminderung eingetauchter Körper; man erhält nämlich dieses, wenn man wegläfst, was von der Haarröhren-Kraft herrührt, und der Einfluss dieser ver-

schwindet ohnehin bei vollständiger Untertauchung gänzlich.

Um diesen Lehrsatz zu beweisen, wollen wir uns einen vertikalen Kanal vorstellen, der weit genug sey, um den Körper und das ganze Volumen des merklich gehobenen oder durch die Haarröhren-Kraft niedergedrückten Flüssigen zu fassen. Dieser Kanal gehe Anfangs innerhalb des Flüssigen niederwärts, krümme sich dann horizontal und endlich wieder aufwärts, behalte aber überall gleiche Weite. Offenbar muss beim Gleichgewichte das Gewicht der in beiden vertikalen Armen des Kanals enthaltenen Massen gleich seyn, und es muss folglich der Körper durch sein Gewicht den, vermöge der Haarröhren-Kraft um ihn entstehenden, leeren Raum compensiren; oder, wenn die die Haarröhren-Kraft das Flüssige erhebt, so muss er durch seine specifische Leichtigkeit das Gewicht des gehobenen Flüssigen mit ersetzen. Im ersten Falle hebt also die Haarröhren-Kraft den Körper, und dieser kann daher schwimmen, wenn auch sein specifisches Gewicht das des Flüssigen übertrifft. Im zweiten Falle trägt die Haarröhren-Kraft bei, den Körper in das Flüssige zu versenken.

Man denke sich ein rechteckiges sehr schmales Prisma, dessen Höhe $= h$, Länge $= a$, und Breite $= l$ ist, so auf ein Flüssiges gelegt, dass die grössere Seite desselben, a, horizontal sey, und wir wollen annehmen, dieser prismatische Körper

drücke das Flüssige unter sich nieder. Es sey q die mittlere Vertiefung des Flüssigen unter dem Niveau in einer cylindrischen Röhre vom Halbmesser $= l$, die aus der Materie des Prisma's besteht. Wir wollen endlich mit iD die Dichtigkeit des Prisma's bezeichnen, mit D die Dichtigkeit des Flüssigen, und mit x die Tiefe, bis zu welcher das Prisma sich unterhalb des Niveau's erstreckt. Die vorigen Theoreme ergeben für den Zustand des Gleichgewichts folgende Gleichung.

$$gD . alx + gD . lq (a + l) = igD . ahl,$$

weil nämlich in diesem Falle der am Umfange leer bleibende Raum $= lq . (a + l)$ ist. Dieses giebt

$$x = ih - q . \left(1 + \frac{l}{a}\right).$$

So lange also $h < \frac{q\left(1 + \frac{l}{a}\right)}{i - 1}$ ist, sinkt das Prisma nicht ganz in dem Flüssigen unter, selbst wenn i grösser als 1, das heisst, das Prisma specifisch schwerer als das Flüssige ist. Hierin liegt der Grund, warum *feine Stahl-Nadeln*, die durch einen Firniss oder durch eine kleine sie umgebende Luftschicht vor dem Nasswerden gesichert sind, an der Oberfläche des Wassers schwimmend bleiben. Legt man *zwei* solche gleiche Cylinder horizontal und parallel so auf das Wasser, dass sie sich berühren und etwas neben einander vorbei reichen, so bemerkt man, dass der eine über den anderen gleitet, um ihre Enden in einerlei Niveau

zu bringen. Denn wegen der Haarröhren-Kraft ist das Flüssige an dem Ende, wo einer dieser Cylinder den andern berührt, mehr niedergedrückt, als am andern Ende; die Basis am letztern Ende leidet also mehr Druck als am erstern, und jeder Cylinder strebt folglich, sich mehr und mehr mit dem andern zu vereinigen; und weil beschleunigende Kräfte Körper, die einmahl aus dem Zustande des Gleichgewichts gekommen sind, immer über den für das Gleichgewicht passenden Zustand hinaus treiben, so werden die Cylinder wechselsweise bei einander vorbei rücken und Oscillationen machen, die wegen des Widerstandes, den sie leiden, allmählich abnehmen und endlich verschwinden; und wenn so das Gleichgewicht hergestellt ist, sind die Enden der Cylinder im Niveau.

18. Die vorigen Untersuchungen zeigen, dass diese meine *neue Methode*, die Wirkung der Haarröhren-Kraft darzustellen, auf eine ganz einfache Weise zu eben den Resultaten führt, als meine *frühere Theorie*. Die Methode, welche ich in dieser Theorie [im ersten Haupttheile] dargestellt habe, hat aber doch einige ihr eigenthümliche Vorzüge. Sie lehrt die Natur der Oberfläche eines in einem haarröhren-artigen Raume enthaltenen Flüssigen kennen, und zeigt deutlich, dass in sehr engen cylindrischen Röhren diese Oberfläche sehr nahe kugelförmig ist, und dass folglich die Höhen der verschiedenen Punkte dieser Oberfläche über

dem Niveau sehr wenig verschieden sind. Auch läßst sich aus ihr folgern, dass, wenn *mehrere* Röhren von einerlei Materie mit ihrem untern Ende in dasselbe Flüssige eingetaucht werden, dieses Flüssige sich in ihnen allen gleich hoch erheben muss, wenn ihre Gestalt in dem Theile, wo das erhobene Flüssige sich befindet, gleich ist, der übrige Theil der Röhre mag, wie man will, gestaltet seyn. Dieses folgt nämlich nothwendig aus dem Gleichgewichte des Flüssigen in einem unendlich engen, längs der Achse jeder Röhre hingehenden, und dann unterhalb gekrümmten und an der Niveaufläche sich endenden Kanale; denn wenn die Röhren in dem Theile, in welchem das Flüssige sich darin erhebt, gleich geformt sind, so muss die Oberfläche des Flüssigen in der Röhre, und folglich die Wirkung des Flüssigen auf den Kanal, in den verschiedenen Röhren gleich seyn, und in allen diesen Kanälen ist Gleichgewicht vorhanden, wenn es in einem derselben Statt findet.

In einer Röhre von *ungleichförmiger Weite* kann es mehrere Fälle geben, für welche das Gleichgewicht bestehen kann. Schmelzt man z. B. ein engeres Haarröhrchen oben an ein weiteres an, so lassen sich die Durchmesser und die Längen oder Höhen beider Röhren so abmessen, dass bei vertikaler Lage derselben das Flüssige, welches sich bei dem Zustande des Gleichgewichts oberhalb des Niveau's befindet, einmahl bloss einen Theil der weitern Röhre erfüllt; zweitens aber, wenn es so

hoch steht, dass es die engere Röhre erreicht und zum Theil füllt, es hier zum zweiten Mahle zum Gleichgewichte gelangt. Verengert sich ein Haarröhrchen durch unmerkliche Uebergänge allmählich, so sind die verschiedenen Zustände des Gleichgewichts in demselben abwechselnd, der eine dauerhaft, der andere nicht (*stables et non stables*). Gleich Anfangs strebt das Flüssige, sich in der Röhre zu erheben; dieses Streben nimmt mit dem wirklichen Ansteigen der Oberfläche ab, verschwindet für den Zustand des Gleichgewichts, und wird darüber hinaus negativ, oder das Flüssige strebt dort, sich zu senken, und folglich ist dieses erste Gleichgewicht dauernd, weil das Flüssige, wenn man es etwas von diesem Zustande entfernt, dahin zurück zu kehren strebt. Fährt man fort, das Flüssige mehr in der Röhre zu erheben, so nimmt wieder das Bestreben, zu sinken, ab, und wird Null für den zweiten Zustand des Gleichgewichts; darüber hinaus wird er positiv, das Flüssige strebt anzusteigen, und dieses Gleichgewicht ist also nicht Stand haltend. So würde, wenn man fortführe, der dritte Gleichgewichtszustand wieder dauerhaft seyn, der vierte nicht, und so weiter.

Endlich hat uns die Vergleichung beider Methoden das Verhältniss kennen gelehrt, worin die Grössen ρ und ρ', oder was auf eins hinaus kommt, die beiden Grössen $\frac{1}{2}H$ und $\frac{1}{2}H'$ zu einander stehen, und zwar wird dieses Verhältniss vermittelst

des Winkels ω gegeben, welchen die Tangential-Ebenen, die an der Oberfläche des im Haarröhrchen enthaltenen Flüssigen an der Grenze der Wirkungssphäre der Röhrenwand gelegt werden, mit der Röhrenwand macht. Diese Grösen stellen die *Kräfte* dar, von denen die haarröhren-artigen Erscheinungen abhängen. Sie werden zwar durch die Attractivkräfte der Körpertheilchen bestimmt, von denen sie bloss Modificationen sind; sind aber unvergleichlich viel kleiner als diese Attractivkräfte selbst, welche, wenn sie mit ihrer ganzen Energie wirken, die *chemischen Verwandtschaften* ausmachen. Wenn für verschiedene Körper das Gesetz, wie Attraction von der Entfernung abhängt, einerlei wäre, so würden, wie wir schon bemerkt haben, die Werthe von ϱ und ϱ' den respectiven Intensitäten ihrer Attractionskräfte proportional seyn, nämlich den beständigen, aber bei verschiedenen Körpern ungleichen, Coefficienten, in welche die gemeinschaftliche Function der Entfernungen, durch die das Gesetz der Attraction dargestellt wird, multiplicirt ist. „Die Werthe von ϱ und ϱ' beziehen sich dann „auf gleiche Volumina und nicht auf gleiche „Massen." Um dieses zu zeigen, wollen wir zwei Haarröhrchen von einerlei Halbmesser und von verschiedener Materie annehmen, worin aber ein Flüssiges sich auf einerlei Höhe erhebt. Wir wissen aus dem Vorigen, dass, wenn man in diesen Röhren zwei gleiche, unendlich kleine

Volumina nimmt, die gegen das innere Flüſsige einerlei Lage haben, ihre Wirkung auf dieſes Flüſsige ganz gleich ſeyn wird. Um alſo das Verhältniſs der Attractionen bei gleichen Maſſen zu haben, muſs man die Werthe von ϱ durch die reſpectiven Dichtigkeiten der Körper dividiren.

Hieraus folgt, „daſs ſich alſo die Werthe „von ϱ, ϱ' und ω mit der *Temperatur* verändern „müſſen." Wir wollen als Beiſpiel ein gläſernes Haarröhrchen annehmen, welches mit ſeinem untern Ende in ein das Glas vollkommen befeuchtendes Flüſſiges, z. B. in Alkohol, getaucht iſt. Die Höhe, bis zu welcher dieſes Flüſſige ſich bei der Temperatur $= o$ in der Röhre über das Niveau erhebt, ſey $= q$, und bei wachſender Wärme vermindere ſich die Dichtigkeit in dem Verhältniſſe $1 - \alpha$ zu 1. Stellen wir uns nun einen längs der Achſe des Haarröhrchens hingehenden, äuſserſt engen, Kanal vor, ſo wird die Wirkung des Meniscus, welcher oberhalb einer durch den niedrigſten Punkt der Oberfläche gelegten Horizontal-Ebene liegt, aus zwei Gründen vermindert. Erſtlich, weil die Dichtigkeit des Meniscus geringer wird, nimmt ſeine Attraction in eben dem Verhältniſſe ab; denn man muſs natürlich annehmen, daſs bei einerlei Subſtanz auch dieſe Attraction im Verhältniſſe der Dichtigkeit ſtehe, ſo wie man es bei der Wirkung der Luftarten auf das Licht durch äu-

ſserſt

ſserſt genaue Verſuche wirklich gefunden hat. Zweitens vermindert ſich die Wirkung des flüſſigen Meniscus auf den Kanal offenbar mit der Dichtigkeit des im Kanal enthaltenen Flüſſigen. Wegen dieſer vereinigten Urſachen wird alſo der Werth von H im Verhältniſſe des Quadrates der Dichtigkeit des Flüſſigen vermindert, alſo in dem Verhältniſſe $(1-\alpha)^2 : 1$. Aber H, mit dem Halbmeſſer l der Röhre dividirt, giebt die Wirkung des Meniscus auf den Kanal an, welcher dem Gewicht des gehobenen Flüſſigen das Gleichgewicht halten muſs, und dieſes Gewicht iſt gleich dem Volumen, in die Dichtigkeit und Schwerkraft multiplicirt. Bedeutet alſo q' die Höhe über dem Niveau bei irgend einer Temperatur, welcher die Dichtigkeit $= 1-\alpha$ zugehört, wenn die Dichtigkeit $= 1$ iſt für die Temperatur $= o$, ſo iſt

$$\frac{H}{l} = gq \text{ und } \frac{H}{l}(1-\alpha)^2 = g.q'(1-\alpha)$$

alſo

$$q' = q.(1-\alpha);$$

oder die Erhebung deſſelben Flüſſigen in einerlei Röhre, bei verſchiedenen Temperaturen, iſt der Dichtigkeit proportional. Auf die Ausdehnung der Röhre durch die Wärme nehmen wir hier nicht Rückſicht; da dieſe den innern Durchmeſſer der Röhre vergröſsert, ſo vermindert ſie die Höhe des gehobenen Flüſſigen. Man kann alſo

für Flüssigkeiten, die, wie der Alkohol, eine vollkommene Flüssigkeit zu besitzen scheinen, den Lehrsatz fest setzen: „dass die Höhe, um wel-„che ein Flüssiges, das die Röhrenwände voll-„kommen benetzt, sich im Haarröhrchen bei „verschiedenen Temperaturen über das Niveau „des umgebenden Flüssigen erhebt, in directem „Verhältnisse der Dichtigkeit des Flüssigen und „im umgekehrten des Halbmessers der Röhre „steht."

III.

Gleichzeitige Nachricht von *einem bisher übersehenen Meteorsteine aus dem vorigen Jahrhunderte.*

Die Mittheilung der sehr kleinen und wegen ihres Alters nicht wenig interessanten Flugschrift, welche ich hier wörtlich abdrucken lasse, verdanke ich Herrn Gehler, Doctor der Arzeneikunde und Chirurgie in Leipzig, einem Neffen des allgemein hoch geschätzten Schriftstellers, dessen physikalisches Wörterbuch zu den vorzüglichsten Werken Deutschlands in diesem Fache gehört. Das Ganze sind zwei Quartblätter. Der Titel nimmt die erste Seite ein; das Schreiben die drei andern Seiten. Ein mit sogenannten Krähenfüſsen und verschieden gestalteten Häkchen und Rundungen bedecktes längliches Ellipsoid, welches auf dem Titelblatte abgebildet ist, soll wahrscheinlich den Wunderstein vorstellen, wiewohl demselben auf dem Titel selbst eine andere Gestalt beigelegt wird; am Schlusse befindet sich ein Buchdrucker-Stock mit Löwenköpfen.

Weder in dem chronologischen Verzeichnisse der Meteorsteine, und in den Nachträgen, die Hr. Chladni im 15. und im 29. Bande dieser *Annalen* gegeben hat, noch bei den HH. von Ende oder Blumenbach, noch an einer der vielen Stellen, wo in diesen *Annalen* von den ältern Meteorsteinen die Rede ist, — wird dieses Schriftchens oder des Meteorsteins gedacht, von welchem es handelt. Bei der grossen Seltenheit dieser

Paar Blätter hielt ich es der Mühe werth, sie ganz und unverändert hierher zu übertragen. Dem Leser wird es nicht entgehen, wie richtig der Verfasser des Schreibens die Erscheinung aufgefasst, und wie genau er den Meteorstein aus eigener Ansicht beschrieben hat. Dass er es als etwas ganz Bekanntes ansieht, dass „die *Donner-Keile* gemeiniglich so auszusehen pflegen", scheint mir vorzüglich bemerkenswerth zu seyn; auch erinnert in der That die Gestalt des Ortenauer Meteorsteins, „wie ein Hundskopf ohne Ohren", und die schwarze Rinde desselben, an das, was die Alten von den *Bätylien* erzählen, und was Hr. Doctor Münter in Kopenhagen in seiner Vergleichung der Bätylien der Alten mit den Steinen, welche in neuern Zeiten vom Himmel gefallen sind (in diesen *Annalen* B. XXI. S. 51.), von der Gestalt der von den Alten göttlich verehrten Steine, die höchst wahrscheinlich ebenfalls Aërolithen waren, gesammelt, und auf eine sehr unterrichtende Art zusammen gestellt hat. Die originelle Hypothese, welche der Urheber dieses Schreibens, der sich weder nennt noch näher charakterisirt, über den Ursprung der Steine, welche aus der Luft herab fallen, seiner Erzählung beifügt, mangelt noch in den Tabellen, welche die HH. Izarn, Thomson und andere über die verschiedenen Meinungen von den Meteorsteinen gegeben haben. Es lässt sich indess von dieser Hypothese nicht einmahl rühmen, dass sie über alles Schwierige mit einem einzigen Sprunge hinweg führe: denn der böse Geist und sein Anhang würden, das erste Mahl wenigstens, die Aërolithen umsonst auf Erden haben sammeln wollen, da bekanntlich kein terrestrisches Fossil ihnen gleicht.

Gilbert.

Wahrhafftige COMMUNICATION und *Mittheilung eines beweglichen Schreibens aus der Ortenau*

vom 27 Febr. dieses 1671 Jahrs,

einen aus der Lufft, nach entstandnem erschröcklichen Winde-Sausen und Brausen, anderthalb Schuh tieff in die Erde gefahren zehenpfündigen, einen rechten Hunds-Kopff ohne Ohren präsentirenden Stein, betreffend.

Den Frommen zur Ursach Erfindung
Den Bösen zur Straffe Ankündung.

[Hier die Figur des Steins.]

An dem Himmel, auf der Erden, in der Lufft und in dem Meer,
Siht man unerhörte Zeichen. Christen-Mensch! dich doch bekehr,
Lass von deinem Sünden-Greul, wann Gott völlig wird aufwachen
Wird Er dir sonst den Process unerhört erschröcklich machen.

Gedruckt im Jahr Christi 1671.

Extract Schreibens aus der Ortenau von 27. Febr. Anno 1671.

MEin hochgeehrter Herr! betreffend das plötzliche und entsetzliche Wunder-Getöss so in hiesiger Nachbarschafft kurtzverwichner Zeit gehört worden, davon von jungen und alten, hohen und niedern viel gesagt wird, und der Herr gewisse Nachricht verlangt, hat es damit diese eigentliche und gründliche Beschaffenheit; Dienstags den 27.

dito als der Himmel umb den Mittag zimlich klar: und allein die Sonn mit einem geringen schwartzen Gewölck überzogen gewesen, wurde aus derselben Gegend erstlich ein starcker Knall gleich einem doppelten Carthaunen-Schuss: und gleich auff denselbigen ein Gekläpff gehöret, als wann eine starcke Salve aus Musqueten oder Doppelhacken gegeben worden were, ohne das man etwas von Plitz oder Feuerzeichen in der Lufft gesehen hette; In selbigem Moment haben die Leute hin und wider in dem Feld und welche etwan sonst der Orten jrgendhin über Land gewandelt, und zwar auf 3. 4. 5. auch mehr Stundwegs weit voneinander, über ihnen etwas durch die Lufft erschröcklich Sausen und Brausen hören, gleichsamb als wanns lauter Stück-Kugeln gewest weren, wesswegen sich etliche voller Schrecken geduckt etliche aber aus gehlinger Furcht gar zu Boden gefallen, darunder auch sonst hertzhaffte Männer gewesen; Under andern beteuert ein Metzgers Knecht so damals über den Kniebis gereiset, sehr hoch, dass etwas über ihm hinaus gefahren, gleich einer glüenden Kugel, davon er gleichfals nidergefallen, und sich eine gute Zeit nicht besinnen können, ein anderer so bey Ober-Kirch eben an einem Hag gemacht, sahe an einem Ort ins Feld, der Kräntzschollen genannt, etwas von Grund über sich spritzen, gieng folgends mit noch einem andern doch nicht ohne Grausen hinzu, und als sie ein Loch daselbst funden, gruben sie hernach und erhuben ei-

nen Stein nur anderthalbe Schuh tieff in der Erden stecket, welchen ich wol besehn, der wigt zehen Pfund und ist seiner geringen Grösse nach zimlich schwer, auswendig gantz schwartz und inwendig grau, wie sonst die Donner-Keil gemeiniglich zusehen pflegen, seine Form gleichet sich beynahe einem Hunds-Kopff ohne Ohren, ist etwas löhenicht gleich wie mit Fingern hinein gedruckt, wie die Steine so theils Orten im Mergelboden zuwachsen pflegen; Dass dieser nun wie andere Donner-Stein im Lufft generirt worden, werde ich mich schwerlich überreden lassen, weil er ein mineralisch Ertz zu haben scheinet, und nicht wie andere dergleichen Stein die frisch bekommen werden, nach dem sie herunder gefallen, nach Schwefel gerochen oder heiss gewesen; Sondern will viel ehender zugeben dass diese Steine, weil man sie an unterschiedlichen Orten so weit voneinander gehöret, noch vielmehr gewest, und dass sie aus Verhängnus GOttes vom bösen Geist und seinem Anhang auff Erden gesamlet; in die Lüffte geführt und von dannen wider herunder zerstreut worden; lasse doch sonst einen jeden seine Meinung, auch denen so es vor ein Zorn-Zeichen des Höchsten halten: und etwas Künfftigs daraus wegen der steinern Türcken Hertzen und grimmigen Hundes-Art, die sie gegen das teure Christen-Blut zu verüben pflegen prognosticirn möchten; Sonsten höret man nicht dass (GOtt lob) ohne den Schrecken so einige davon eingenommen, jrgends ein Schade

weder an Menschen, Viehe, Gebäuen oder Bäumen dardurch geschehen; Hat also der Herr hiemit die gründliche Wahrheit dieser Geschichte. Sollte über Kurtz oder Lang etwas weiters Schreibwürdiges sich ereignen, werde ichs gleichfalls fleissig zu berichten nicht unterlassen. Bey Beschliessung diss wird gesagt, dass die Innwohner des Oesterreichs; Dorffs Zusenhauen, ein Stund gehens von Ober-Kirch abgelegen, auch einem solchem Stein von neun Pfunden bekommen haben sollen.

O du sichres Menschen-Kind! Sihestu nicht diesen Steine
Der dir deine Art des Hertzens Augenscheinlich stellen für,
Die steinharte Türcken-Hunde bellen sonst vor deiner Thür.
Schlag diss Zeichen nicht in Wind, sondern deine Sünd beweine.

E N D E.

IV.

Ueber
den Ursprung der Meteorsteine.

Auszug aus einem Schreiben des Hrn. Patrin an Hrn. Délametherie *).

Sie kennen das grosse Werk, welches Hr. Thomson im Jahre 1807 in London unter dem Titel: System der Chemie, bekannt gemacht hat, und das Herr Riffault jetzt in das Französische übersetzt. Ich sehe mit Vergnügen, dass der gelehrte Verfasser desselben der Chemie in den Natur-Erscheinungen eine grosse Stelle anweiset, welches auch immer meine Meinung gewesen ist. Besonders habe ich in meinen Schriften über die mehresten geologischen Phänomene diese als grosse chemische Operationen behandelt, welche von einem organisirenden Princip dirigirt und modificirt werden, dem, was in den Thieren und in den Pflanzen vorgeht, analog. Ich habe auf diese Art besonders die Bildung der vulkanischen Materien zu erklären gesucht, durch eine chemische Verbindung der gasförmigen, im Innern der Erde circulirenden, Flüssigkeiten, welche durch die *mineralische Assimilation* zu Steinen und Metallen werden, denen ähnlich, von welchen man annimmt, dass

*) Zusammen gezogen aus dem *Journ. de Phys. Mai* 1809.
Gilbert.

sie auf *nassem Wege* gebildet worden sind *). Ich bin der erste **), der die Wirkungen der *Assimilation* in dem kennen gelehrt hat, was man das *Mineralreich* nennt; ein Name, der auf der Meinung beruht, dass es eine scharfe Grenzlinie zwischen den Thieren, den Pflanzen und den Mineralien giebt. Dass eine solche zwischen den Thieren und den Pflanzen nicht vorhanden ist, hat man schon anerkannt; in mehrern Artikeln des angeführten natur-historischen Wörterbuchs habe ich gezeigt, dass wir in der That nur ein einziges Naturreich haben, und dass die *Assimilation* in den grossen mineralischen Massen eben so wohl, als in Thieren

*) Herr Patrin citirt hierbei seine *Gedanken über die Vulkane, nach Gründen der pneumatischen Chemie*, welche im Maihefte des J. 1800 des *Journ. de Phys.* stehen, und die ich dem Leser in diesen *Annalen*, Jahrg. 1800, St. 6, oder B. V. S. 191, in einem Auszuge mitgetheilt habe. Er scheint auf diese Gedanken noch immer einen grossen Werth zu legen. Das Urtheil, welches ich über sie damahls geäussert habe: „Ein Aufsatz voller Phantasie, der, „wenn er gleich der neuern pneumatischen Chemie ge-„waltig vorspringt, und in so fern hyperchemisch wird, „doch nicht ohne alles Verdienst ist, sollte er auch nur „als Warnung dienen, das von Hrn. Patrin gewählte „Motto aus einem Aufsatze Alex. von Humboldt's: „*Il est tems de rapprocher la Géologie de la Physique et de* „*la Chimie*, nicht misszuverstehen," — dieses Urtheil möchte ich auch jetzt noch wiederholen, ob gleich Herr Patrin seitdem seine Hypothese durch die einer *mineralischen Assimilations-Kraft* (von der sich in jenen Gedanken nichts findet) zu unterstützen und weiter auszubilden gesucht hat. *Gilbert.*

**) Man sehe den Artikel *Assimilation minerale* in dem *Nouveau Dictionnaire d'Histoire naturelle.* *Patrin.*

und Pflanzen Statt findet. Ich habe zugleich nachgewiesen, dass die grossen geologischen Phänomene ein Resultat der *Organisation der Erdkugel* sind, welche, wie ich mehrmahls wiederholt habe, nicht die Organisation eines Thiers, auch nicht die einer Pflanze, sondern die *einer Welt* ist; das heisst, von der Art, dass sie die Körper dieser Klasse zu den allgemeinen und besondern Functionen, die ihnen angewiesen sind, geschickt macht. Uebrigens wissen Sie sehr wohl, dass diese Körper, die uns so gross scheinen, nur Atome auf der unendlichen Stufenleiter der Natur sind.

Diese Theorie lässt sich so leicht auf das Entstehen der Meteorsteine übertragen, dass ich keinen Augenblick Anstand nehme, die Bildung dieser Steine für vollkommen identisch mit der Bildung der Massen anzunehmen, welche die Vulkane auswerfen, das heisst, für eine chemische Verbindung verschiedener luftförmiger Flüssigkeiten. Zu dieser Meinung habe ich mich bekannt,* so bald es hinlänglich dargethan war, dass jene steinigen Massen wirklich aus der Atmosphäre herab gefallen sind. — — Herr Thomson rechnet mich im 6. Bande seines Systems zu denen, welche die Meteorsteine für metallische Massen halten, die der Blitz an dem Orte, wo wir sie finden, geschmolzen habe. In so gute Gesellschaft er mich indess stellt, so muss ich mich doch von ihr trennen. Denn diese Meinung hatte ich nur, als es noch nicht bewiesen war, dass diese steinigen Massen

wirklich aus der Luft gefallen sind, und bis dahin war es unmöglich, eine andere Meinung zu haben. Seitdem aber dieser Beweis geführt ist, schreibe ich ihnen denselben Ursprung als den übrigen Meteoren zu, wie das schon der Name *Meteorsteine* bezeichnet, dessen ich mich seitdem immer bedient habe. — — *)

Ich finde in dem *Journal de l'Empire*, 23. Juli 1808, dass Herr Guidotti, Prof. der Chemie und Naturgeschichte zu Parma, bei Gelegenheit seiner Analyse des Meteorsteins, der am 19. April 1808 in dem Departement des Taro herab gefallen ist, die Meinung äussert, „dass die Erden und Metalle von der Erde in die Atmosphäre circuliren, „wohin sie von einigen der bekannten, und von „andern noch unbekannten, Flüssigkeiten geführt „werden." Herr Guidotti scheint also anzunehmen, dass diese Erden und diese Metalle schon ganz gebildet in der Erde vorhanden waren, und

*) Herr Patrin führt dieses hier sehr umständlich aus; ich übergehe es, da die Aktenstücke, auf die er sich bezieht, in diesen Annalen enthalten sind. Nämlich 1) seine *Bemerkungen gegen den bekannten Aufsatz* Howard's, die er in dem Artikel *Globes de feu* des von Déterville heraus gegebenen *Dict. d'hist. natur.* eingerückt hatte (*Annal.* J. 1803, St. 3., oder B. XIII. S. 328.), und auf die sich Hrn. Thomson's Urtheil gründet; 2) das *Schreiben des Grafen* von Bournon *zur Beantwortung dieser Kritik des Herrn* Patrin (*Ann.* J. 1804, St. 11., oder Band XVIII. S. 260.), und 3) sein durch dieses veranlasstes Schreiben in dem *Journ. de Phys. Mai* 1803, worin er widerruft (*Ann. eben das.* S. 268.). Er fügt noch eine Stelle aus dem Artikel *Mousettes* des erwähnten natur-

fich nur in eine Maſſe zu vereinigen brauchten, nachdem ſie, in kleinen Theilchen, von verſchiedenen Gasarten in die Atmoſphäre hinauf gehoben waren.

Ich weiſs wohl, daſs es jetzt die gangbare Meinung iſt, in den Erzlagern oder an andern Orten, wo metalliſche, ſteinige, ſchweflige und ähnliche Materien ſich bilden, thue die Natur weiter nichts, als daſs ſie dieſe Materien dort abſetze, von denen man annimmt, daſs ſie ſchon anders wo ganz gebildet da waren. Man geht ſelbſt ſo weit, dieſes von Materien gleicher Art, die ſich in den thieriſchen Körpern oder in Pflanzen finden, anzunehmen. Ich geſtehe indeſs, daſs mir eine ſolche Meinung eine Beleidigung der Natur zu ſeyn ſcheint. Wie! Soll dieſe mächtige Mutter der Weſen immer nur einer armſeligen Trödlerin gleichen, die nichts als alte Sachen vorbringt, und nie etwas Neues zu machen im Stande iſt? Wer

hiſtor. Wörterbuchs hinzu, worin folgende Stelle vorkommt: „Die entzündlichen Mofetten enthalten oft und „vielleicht immer metalliſche Materien aufgelöſet; dieſes „beweiſen ſehr einleuchtend die ſteinigen mit gediegenem „Eiſen und Nickel gemengten Maſſen, die in Folge eines „brennenden Meteors aus der Atmoſphäre herab gefallen „ſind. Dieſe Maſſen ſind gewiſs nicht in der feſten Ge„ſtalt, die ſie jetzt haben, durch die Atmoſphäre gezo„gen: die Materien, aus denen ſie zuſammen geſetzt ſind, „ſind Rückſtände verbrannter Gasarten, in welche ſie „aufgelöſet waren, ſo daſs ſie ſelbſt die Gasgeſtalt hat„ten." In dem Artikel *Pierres meteoriques* habe er dieſe Hypotheſe weiter ausgeführt.

Gilbert.

wird glauben, dafs ihre Mittel eben so schwach als die unsrigen sind, und dafs sie keine andere Resultäte, als wir selbst, zu erhalten vermag? Nein! eine solche Idee sey fern von uns; sie ist zu unwürdig für diesen mächtigen Minister des *Grossen Wesens*: es würde kein blosser Irrthum, es würde eine Art von Gotteslästerung seyn.

Ich bin vielmehr innig überzeugt, dafs diese wunderbare Chemistin die Substanzen, welche uns die einfachsten zu seyn scheinen, und die unsern schwachen Mitteln am halsstarrigsten widerstehen, alle Augenblicke mit Leichtigkeit fabricirt und wieder zerlegt. Ich glaube, dafs die feinen Flüssigkeiten, welche nie aufhören, von dem Innern der Erde in die Atmosphäre, und von der Atmosphäre in das Innere der Erdkugel zu circuliren, zugleich die Wirkungsmittel und die Elemente zur Erzeugung der mineralischen Körper, der Materie der Meteore, u. dergl. m. sind, die theils durch Verbindung jener Flüssigkeiten mit einander gebildet werden, theils durch Assimilation, durch die sie tausenderlei Modificationen erleiden, nach Verschiedenheit der Mittel, durch welche sie circuliren; eben so, wie aus dem Chylus in unserm Körper sehr verschiedene Flüssigkeiten gebildet werden, nach Verschiedenheit das Organs, dem er zugeführt wird, und das ihn den Feuchtigkeiten assimilirt, die schon darin enthalten sind.

Diese *mineralische Assimilation*, dieses mächtige und bisher verkannte Instrument der Natur,

bringt die geologischen Phänomene hervor, welche bis jetzt so viel leere Hypothesen veranlasst haben. Durch sie erhalten so z. B. die Laven in den verschiedenen Vulkanen ein so verschiedenes Aussehen, dass einige dem Granit, andere dem Porphyr, dem Trapp, der Hornblende, dem Kieselschiefer, dem Pechstein u. s. f. gleichen. Man hat tausend Mahl wiederholt, und wiederholt es noch, dass diese Laven diese Gebirgsarten selbst sind, welche, nachdem sie eine vollkommene Schmelzung (durch eine unbekannte und unsichtbare Kraft) erlitten haben, aus den Tiefen der Erde (durch Zauberei) heraus gekommen, und (gegen alle Gesetze der Physik) bis zu den Gipfeln der höchsten Berge angestiegen sind, und die alsdann (durch eine Art von Palingenesie) dieselbe Structur wieder angenommen haben, welche sie vor ihrer Schmelzung hatten. Ich habe in meiner Theorie der Vulkane alle diese wundervollen Annahmen widerlegt, und gezeigt, dass die einzige Art, wie sich diese Phänomene der Natur gemäss erklären lassen, ist, sie den gasförmigen Flüssigkeiten zuzuschreiben, welche aus Elementen bestehen, die fähig sind, sich zu Steinen zu verbinden, und die sich dabei den Gebirgsarten *assimiliren*, in derem Innern sie circuliren.

Sehen wir nicht, dass selbst in den Thieren die Flüssigkeiten, welche durch ihre Knochen circuliren, in diesen einen vollkommen steinartigen Charakter annehmen, indem sie sich in Knochen-

materie verwandeln, welche nichts anders als ein *phosphorsaurer Kalkstein* ist, ganz wie der, aus dem die Hügel in Estremadura bestehen. Die Natur liebt so ihre verschiedenen Systeme von Erzeugnissen durch Banden zu vereinigen, welche zugleich Beweise der *Einheit ihres Plans* und der Fruchtbarkeit ihrer Ausführungsmittel sind.

Lasst uns also nie den grossen Grundsatz vergessen, „dass die Natur stets sich analog ist, und „dass sie in der ganzen Ausdehnung ihres Gebiets „nach einem vollkommen einfachen, beständigen „und gleichförmigen, Plane wirkt." Eine andere Regel folgt aus dieser nothwendig: „dass nämlich „jede Hypothese und jede Annahme, die nicht auf „einer grossen Analogie mit den gewöhnlichen „Operationen der Natur gegründet ist, nothwendig falsch seyn muss." Jede Erklärung eines geologischen Phänomens, welche diese Bedingung nicht genau erfüllt, muss für einen mehr oder minder scharfsinnigen Roman gehalten werden.

Wie viel Systeme hat man so z. B. nicht erdacht, um die Bildung der erzführenden *Gänge* in dem Innern der Berge zu erklären. Sie sind fast alle blosse *poetische Ideen*, indess sich diese Bildung so einfach und auf eine dem Gange der Natur so gemässe Weise aus der Circulation und Assimilation verschiedener Flüssigkeiten in der Rinde der Erde erklärt, wie ich das hinlänglich dargethan zu haben glaube, in dem Artikel

Filon

Filon meines *Nouveau Dictionnaire d'Histoire naturelle.*

Es war meine Absicht, Sie noch von einigen andern geologischen Phänomenen zu unterhalten, über die man Theorieen aufgestellt hat, die wenig genügend sind. Doch ich schließe diesen Brief, weil es mir sonst gehen möchte, wie dem Bischof von Cloyne, der ein Buch mit einer Abhandlung über das *Theerwasser* anfängt, und es mit metaphysischen Erörterungen beschließt. Ich möchte mich sonst auch von den Meteorsteinen in einen vollständigen Cursus der Geologie verirren; und diesen besorgen Sie selbst zu gut, als daß ich ihn nicht ganz Ihrer Sorgfalt überlassen sollte.

Patrin.

V.

VERSUCHE

über den von Herrn Sage *angekündigten Thonerde-Gehalt eines Aërolithen;*

von

Vauquelin *).

Die Zerlegung der Meteorsteine hat mehrere geschickte Chemiker beschäftigt. Die Resultate, welche sie über die Natur und das Verhältniss der Bestandtheile dieser Massen erhalten haben, stimmen im Ganzen mit einander überein; doch entdeckte bei einer noch genauern Untersuchung, welche im Uebrigen diese Resultate bestätigt, Herr Laugier Chromium in den Aërolithen, und Herr Proust hat in ihnen später hin Spuren von Manganes gefunden. Es hatten sich also bisher in den Meteorsteinen folgende sieben Bestandtheile gezeigt: *Kieselerde*, *Eisen*, *Magnesia*, *Nickel*, *Schwefel*, *Chromium* und *Manganes*.

Vor Kurzen zeigte Herr Sage der ersten Klasse des National-Instituts an, der Aërolith von Salles enthalte ausser diesen sieben Bestandtheilen noch Thonerde, die er glaubt auf den vierten Theil des Steins schätzen zu können. Eine so wichtige Entdeckung, welche den Chemikern, die sich

*) *Annales de Chimie, Mars* 1809. *Gilbert.*

früher mit diesem Gegenstande beschäftigt haben, entgangen seyn sollte, befremdete das Institut, und es schien zu wünschen, dass sie durch neue Versuche bestätigt würde; mit Vergnügen unterzog ich mich dem Geschäfte, diese interessante Thatsache zu verificiren, welche ein schätzbarer College angekündigt hatte.

Der Aërolith, dessen ich mich zu diesen Untersuchungen bedient habe, ist der, welcher vor Kurzem in der Gegend von Parma herab gefallen ist *), und den Herr Guidotti zerlegt hat.

Ich übergehe hier das Detail der Analyse, und bemerke nur, dass, ungeachtet ich das von Herrn Sage angegebene Verfahren genau befolgt, und meine Versuche auf mannigfaltige Art abgeändert habe, ich dennoch mehr nicht, als höchstens anderthalb Tausendstel an Thonerde entdecken konnte. Auf wenigstens 10 Grammes des Meteorsteins erhielt ich nur 0,15 Grammes Alaun, welcher nur zu einem Zehntel aus Thonerde besteht; auf 1 Gramme der Masse kommt daher mehr nicht als 0,0015 Grammes Thonerde. Ich will nicht behaupten, dass es mir geglückt sey, alle Thonerde, welche dieser Meteorstein enthält, auszuziehen, denn es ist ausserordentlich schwer, sich eines Körpers bis auf die letzten Theile zu bemächtigen, besonders wenn er in einer grossen Menge eines andern Körpers zerstreut ist; aber wenigstens bin

*) Siehe diese *Annalen*, B. XXIX, S. 209.

ich überzeugt, dass dessen, was noch zurück blieb, weniger war, als das, was ich erhalten habe.

Da ich in diesem Aërolithen nur unendlich wenig Thonerde fand, so musste ich glauben, der Meteorstein, mit welchem Herr Sage seine Versuche gemacht hatte, sey von einer andern Natur. Ich erbat mir daher von ihm ein Stückchen des Aërolithen von Salles, um damit die Versuche zu wiederholen; allein er besass davon nur noch ein einziges Stück, das er in Gestalt einer Vase hatte abdrehen lassen. Er hatte dagegen die Güte, mir die Produkte seiner Analyse vorzuzeigen.

Die Salze, welche er aus der Auflösung des Steins in Schwefelsäure, durch wiederholtes Krystallisiren, erhalten hatte, haben eine Gestalt, welche auf den ersten Anblick verführen kann, sie für Alaun zu halten. Bei genauerer Untersuchung erkennt man indess leicht, dass es keine regelmässigen Oktaëdern sind, wie sie dem Alaune zukommen. Auch hatten sie im Geschmacke keine Aehnlichkeit mit Alaun, sondern mit schwefelsaurem Eisen, welchem Nickel beigemischt ist. Zwar waren die Krystalle nicht so grün, als die des gewöhnlichen schwefelsauren Eisens; sie enthielten aber ein Uebermass an Säure, und hatten angefangen, zu verwittern. Der Meteorstein von Salles scheint daher nicht mehr Thonerde zu enthalten, als die übrigen Aërolithen; doch wäre es vielleicht möglich, dass er eine Ausnahme machte. Die Produkte, welche Herr Sage für Alaun genom-

men hat, sind, wenigstens dem gröſsten Theile nach, nichts anderes als schwefelsaures Eisen, dem einige Spuren von Alaun vielleicht beigemengt seyn können.

Der in der Gegend von Parma herab gefallene Aërolith besteht, wie das Herr Guidotti angegeben hat, bis auf eine Kleinigkeit, aus folgenden Substanzen:

1) Kieselerde.
2) Metallisches, Nickel haltendes, Eisen.
3) Schwefelkies.
4) Chromium in wahrnehmbarer Menge, im Zustande von chromsaurem Eisen.
5) Manganes.
6) Magnesia.
7) Kalkerde.
8) Thonerde.
Die drei letztern in sehr geringer Menge.

Schon bei frühern Analysen von Meteorsteinen hatte ich selbst Spuren von Thonerde und von Kalkerde gefunden, doch so unbedeutend, daſs ich glaubte, ihrer nicht erwähnen zu müssen.

Nachschrift. Bei einem nochmahligen Durchlesen des Aufsatzes des Herrn Sage glaube ich zu verstehen, (denn die Phrase ist nicht recht deutlich,) daſs er aus den Aërolithen von Aigle und von Salles nicht in jenem $\frac{1}{4}$, in diesem $\frac{1}{8}$ ihres Gewichts an Thonerde, sondern an Alaun, erhalten habe. Ist dieses seine Meinung, so würde die Menge von Thonerde im erstern nur $2\frac{2}{3}$, im letztern nur $1\frac{1}{3}$ Procent betragen; aber selbst diese Menge wäre noch sehr zu vermindern, da der von Hrn. Sage erhaltene Alaun nichts weniger als rein ist.

VI.

ANALYSE

der zu Stannern, in Mähren, am 22. Mai 1808 herab gefallenen Aërolithen;

von

VAUQUELIN *).

Diese Aërolithen gleichen, ihren äußsern Eigenschaften nach, den andern bekannten. Aeusserlich umgiebt sie eine braune und glasige Glasur; innerlich sind sie grau mit schwarzen Punkten, und zeigen an mehrern Stellen glänzende Blättchen, welche Schwefelkies zu seyn scheinen; denn der Magnet zieht sie nicht, und der ganze Stein wirkt nicht auf die Magnetnadel. Die Masse ist nicht homogen; man entdeckt in ihr mit unbewaffnetem Auge ziemlich beträchtliche Nieren, die sehr viel schwärzer als die übrige Masse sind. Das specifische Gewicht ist 3,19.

Herr Klaproth, dem eine kleine Menge dieses Minerals gepülvert zur Analyse war zugeschickt worden, bemerkte, dass ihr zu Folge dieser Aërolith eine bedeutende Ausnahme von allen bisher untersuchten Meteorsteinen zu machen schei-

*) *Annales de Chimie, Juin* 1809. *Gilbert.*

ne, indem die Bestandtheile, welche er aufgefunden habe, eher auf einen verwitterten Basalt, als auf Meteorsteine, hindeuten könnten; er wünschte daher eine Beschreibung des Minerals in Masse, um sie mit der des Basalts zusammen halten zu können. Der Graf von Unin, der ein sehr schönes Stück von diesen Aërolithen besitzt, hat eine solche Beschreibung übernommen *). Sie ist folgende. „Die Oberfläche der Stannerschen Meteorsteine ist „geschmolzen und von vollkommenem Schwarz; „ein den Meteorsteinen eigenthümliches Kennzei„chen, wodurch sie sich von allen andern Steinen „unterscheiden. Aeusserlich ist ihre Farbe ein „helles Aschgrau, welches auf dem Striche sich „nicht ändert. Innerlich sieht man dichtere und „dunklere Körner, auch enthalten sie Schwefel„kies-Körner, doch in geringer Menge. Der „Stein fühlt sich sanft an (*la pierre est tendre*), „läſst sich zwischen den Fingern zerreiben, ritzt „Glas nicht, und giebt am Stahle keine Funken. „Das specifische Gewicht ist 3,19. Vor dem Löth„rohre schmilzt er schwer zu einem dunkeln Glase, „welches der Magnet anzieht. Nach dem Exem„plare zu urtheilen, welches ich besitze, und das

*) Sie hatte Hr. von Schreibers, Director des kaiserl. Mineralien-Kabinettes in Wien, in diesen *Annalen*, Jahrg. 1808, St. 7 (B. XXIX, S. 225), schon sehr genügend geliefert; und noch mehr ist das in den belehrenden Aufsätzen der HH. Scherer und von Schreibers, *Ann.* Jahrg. 1809, St. 1, geschehen.

Gilbert.

„ich an Ort und Stelle selbst erhalten habe, unter„scheidet sich der Stannersche Meteorstein von den „übrigen nur dadurch, dass er eine geringere Men„ge von metallischen Theilen enthält. Von dem „Basalte unterscheidet er sich wesentlich durch den „Bruch, durch die Härte und durch den Strich."

Von allen Meteorsteinen würde noch immer der, welcher im December 1803 bei Eggenfeld in Baiern herab gefallen ist, seinen äussern Charakteren nach, dem basaltischen Tuff aus der Gegend von Kloster-Laach am nächsten kommen. Herr Chladni besitzt davon ein Stück, das durch den Olivin (*Peridot granuliforme* Hauy's), der sich darin eingesprengt (*disséminé*) befindet, sehr merkwürdig ist.

Herr Moser, Chemiker in Wien, hat in 100 Theilen der Stannerschen Meteorsteine folgende Bestandtheile gefunden *):

Kieselerde	46,25 Theile
Thonerde	7,12
Eisenoxyd	27
Kalkerde	12,13
Magnesia	2,50
Chromium, eine unbestimmbare Menge	
Schwefel, Wasser und Verlust	5
	100

Diese Resultate weichen von denen, welche die bisher untersuchten Meteorsteine gegeben haben, so bedeutend ab, dass Mehrere fürchteten, in die Analyse des Wiener Chemikers möchten sich Irrthümer eingeschlichen haben; auf jeden Fall, meinten sie, verdiene diese Zerlegung wiederholt zu werden,

*) Siehe diese *Ann.* Jahrg. 1808, St. 7, S. 309. Gilbert.

und ich würde namentlich von ihnen ersucht, sie zu unternehmen.

Analyse.

Wenn man diesen Meteorstein mit Salzsäure behandelt, so entbindet sich sehr wenig Schwefel-Wasserstoff-Gas. Wird er heftig geglüht, so verwandelt sich seine Farbe in Blassroth, er verliert aber nichts am Gewichte; wahrscheinlich oxydirt sich hierbei das Eisen stärker, und der Gewichtsverlust wird dadurch ersetzt.

Mit kaustischem Kali schmelzt er zu einer grünen Masse, und diese Farbe wird beim Zerrühren in Wasser noch deutlicher. Man erhält dann eine dunkelgrüne Auflösung, aus der sich, wenn sie nach dem Filtriren an der Luft steht, einige Flocken *Manganes-Oxyd* absetzen. Filtrirt man sie dann aufs Neue, so zeigt sie sich mit einem schönen Gelb, welches man für Chromium hätte nehmen sollen. Ich sättigte sie daher mit Salpetersäure, und dampfte sie bis zur Trockenheit ab; sie nahm während dieser Operation die Gestalt einer Gallerte an, wodurch sich die Gegenwart der *Kieselerde* verrieth. Die eingetrocknete salpetersaure Verbindung färbte das Wasser, worin sie wieder aufgelöset wurde, nur sehr wenig; die Kieselerde, welche sich abgesetzt hatte, war vollkommen weiss. Die Auflösung des salpetersauren Kali's gab nicht das geringste Zeichen von Chromium, ob ich sie gleich auf alle

Art, und auch ſtark eingedickt, prüfte, und ſie ſo wohl mit Silber-, als mit Queckſilber-, und mit Blei-Auflöſungen unterſuchte; die gelbe Farbe der Auflöſung ſcheint daher von ein wenig Platin hergerührt zu haben, die das Kali dem Tiegel, worin ich es mit der Steinmaſſe geſchmelzt hatte, entzogen haben mochte.

Der Rückſtand, von dem ich die grüne alkaliſche Flüſſigkeit abfiltrirt hatte, wurde in Waſſer zerrührt, und mit Salpeterſäure geſättigt. Er löſete ſich in ihr vollſtändig auf, zu einer Flüſſigkeit von ſchönem Gelb. Dieſe dampfte ich bis zur Trockenheit ab, löſete den Rückſtand in etwas ſäuerlich gemachtem Waſſer auf, und filtrirte ſie. Die *Kieſelerde*, welche auf dem Filtrum zurück blieb, war vollkommen weiſs; ich that ſie zu der, welche beim vorigen Verſuche abgeſchieden worden war.

Die von Kieſelerde befreiete ſalzſaure Flüſſigkeit hatte eine zitronengelbe Farbe. Um ſie zu zerſetzen, ſetzte ich Ammoniak, in groſsem Uebermaſse, hinzu. Es erfolgte ein brauner, ſehr voluminöſer, Niederſchlag, den ich auf ein Filtrum ſammelte. Aus der ammoniakaliſchen Flüſſigkeit, welche durch das Filtrum hindurch gelaufen war, ſchlug Sauerkleeſäure eine groſse Menge *ſauerkleeſauren Kalk* nieder; ihn ſammelte ich ſorgfältig durch Filtriren. Das hindurch gelaufene Waſſer war zwar ohne Farbe, doch dampfte ich es bis zur

Trockenheit ab, erhitzte dann den Rückstand stark, um einen Theil des salzsauren Ammoniaks zu verflüchtigen, und lösete ihn wieder in Wasser auf, das ich darüber kochen liess. Als darauf reines Kali hinzu gefügt wurde, entstand ein leichter schwarzer Niederschlag, den ich sorgfältig sammelte, und noch nass in Salzsäure auflösete. Die Auflösung war gelb; sie wurde mit ziemlich viel Wasser verdünnt, und dann mit gesättigtem kohlensauren Kali zersetzt, wobei sich einige leichte weisslich-grüne Flocken abschieden, die nur mit vieler Mühe und Sorgfalt gesammelt werden konnten. Sie löseten sich in Ammoniak auf, und färbten dasselbe blau. Diese blaue Flüssigkeit wurde abgedampft, und liess ein wenig Oxyd zurück, das nicht gewogen werden konnte, und mit Salzsäure behandelt eine Auflösung gab, in die sich hinein gesetztes Eisen mit keiner Lage von Kupfer überzog. Es erhellet daraus mit Evidenz, dass diese kleine Menge von Oxyd *Nickel* war. Die Flüssigkeit, welche das gesättigte kohlensaure Kali enthielt, hatte ein wenig Manganes zurück behalten, zeigte aber nicht die kleinste Spur von Magnesia.

Die braune Masse, welche durch das Ammoniak war niedergeschlagen worden, liess ich in einer Auflösung reinen Kali's kochen. Dieses entzog demselben die *Thonerde*, welche ich durch Schwefelsäure wieder abschied; sie enthielt noch eine kleine Menge Kieselerde und Kalkerde.

Das Eisenoxyd wurde, nach dem Trocknen, mit Salzsäure behandelt, und dann die Auflösung wieder bis zur Trockenheit abgedampft; es trennte sich davon noch ein Antheil *Kieselerde*, der zu den vorigen hinzu gefügt, und zugleich mit ihnen geglüht wurde. Die Auflösung des salzsauren Eisens zersetzte ich durch gesättigtes kohlensaures Kali; die filtrirte Flüssigkeit gab beim Abdampfen noch etwas *Manganes-Oxyd*, Magnesia liefs sich aber in ihr nicht entdecken.

Da ich vermuthete, es könne sich beim Eisenoxyd noch etwas Kalkerde oder Magnesia befinden, so lösete ich es wieder in Salzsäure auf und setzte dann sauerkleesaures Ammoniak hinzu; es erfolgte aber nur ein kleiner gelber Niederschlag, der aus sauerkleesaurem Eisen und sehr wenig sauerkleesaurem Kalke bestand. Dieser Rückstand wurde geglüht, dann in Salzsäure aufgelöset, und aus dieser Auflösung wurde das *Eisen* durch Ammoniak und der *Kalk* durch Sauerkleesäure niedergeschlagen. Um aus der Auflösung, der ich sauerkleesaures Ammoniak zugesetzt hatte, alles übrige *Eisen* niederzuschlagen, bediente ich mich des Schwefel-Waserstoff-Ammoniaks; es gab einen gelben Niederschlag, den ich nach sorgfältigem Waschen trocknete, dann calcinirte, in Salzsäure wieder auflösete und aufs Neue durck Ammoniak fällte. Die Flüssigkeit, welche durch das Schwefel-Wasserstoff-Ammoniak war zersetzt worden, enthielt keine Kalkerde.

Es folgt aus diesen Thatsachen, dass die Stannerschen Meteorsteine Kieselerde, Thonerde, Kalkerde, Eisen, Manganes, Nickel, und Schwefel enthalten; aber ich habe in ihnen weder Magnesia noch Chromium gefunden. Das Verhältniss, worin diese Bestandtheile in 100 Theilen vorhanden sind, ist folgendes:

Kieselerde	50 Theile
Kalkerde	12
Thonerde	9
Eisenoxyd	29
Manganesoxyd	1
Nickeloxyd, eine Spur, die sich kaum schätzen läfst auf	0,1
Schwefel, ein Atom	
	101,1

Bei einem andern Versuche, den ich mit diesem Meteorsteine gemacht habe, fand ich in demselben ziemlich merkliche Spuren von *Salzsäure* *).

Diese Resultate weichen, wie man sieht, ein wenig von denen ab, welche Hr. Moser in Wien erhalten hat. *Erstens* habe ich kein Magnesia, dagegen aber *zweitens* Nickel gefunden; ferner habe ich statt eines Verlusts eine Zunahme an Gewicht gehabt, welches nothwendig geschehen musste, weil das Eisen sich oxydirte; und diese Gewichtszunahme würde noch bedeutender gewesen seyn, hätte ich die Menge von Schwefel schätzen können, die von dem Wasserstoff mit fortgenommen wurde.

Die Meteorsteine von Stannern sind diesem zu Folge in der That von anderer Art, als die

*) Welche zuerst Herr Prof. Scherer in Wien in diesen Stanner'schen und in andern Meteorsteinen aufgefunden hat. *Annal.* B. XXIX, S. 325. *Gilbert.*

welche bisher zerlegt worden waren. Denn sie enthalten weder Magnesia noch Chromium, welche bisher in allen Aërolithen vorgekommen waren, und es findet sich in ihnen Thonerde in ziemlich beträchtlicher Menge, von der man nur Spuren in den andern Meteorsteinen aufgefunden hatte.

Dessen ungeachtet kommen diesen mährenschen Meteorsteinen alle äussern Kennzeichen zu, durch die sich die Aërolithen von allen andern Körpern unterscheiden; und nach den Berichten über dieselben scheint es nicht zweifelhaft zu seyn, dass sie aus der Atmosphäre herab gefallen sind.

VII.

BESTANDTHEILE

des Smolensker Meteorsteins,

nach der Analyse

KLAPROTH'S.

Herr Klaproth giebt in dem *Journal für Physik, Chemie und Mineralogie*, B. 7, S. 198, (und daraus in den *Annales de Chimie, Mai* 1809,) vorläufig die Resultate seiner Zerlegung des Meteorsteins, der am 13. März 1807 im Juchnower Kreise des Smolenskischen Gouvernements herab gefallen ist (diese *Annal.* B. XXVI, S. 238). Nach ihm wog dieser Stein 4 Pfund = 140 Berliner Pfund, und

hatte das spec. Gewicht 3,700. Seine Rinde ist gräulich-schwarz; das Innere der Masse ist hell aschgrau, erdig, mit zart eingesprengten Kiespunkten, kleinen Eisenkörnern und vielen braunen Rostflecken gemengt. In 100 Theilen sind enthalten an

gediegenem Eisen	17,60	Theile.
— Nickel	0,40	—
Kieselerde	38	—
Magnesia	14,25	—
Thonerde	1	—
Kalkerde	0,75	—
Eisenoxyd	25	—
	97	—

Der Verlust, mit Einschluſs des Schwefels und einer Spur Manganesoxyd, betrug also 3 Theile.

Da sich in keinem der frühern Meteorsteine bei der Zerlegung *Thonerde* ergeben hatte, und diese Erde in der That sehr leicht bei der Analyse entschlüpfen kann, wenn sie einem Fossil nur in so geringer Menge beigemischt ist, so prüfte Herr Klaproth auf sie ein Stück von dem *Ensisheimer* Meteorsteine; und auch in ihm fand er auf 100 Theile 1½ Theile Thonerde.

VIII.

Ueber die *Synthesis des Wassers und über das Windbüchsen-Licht;*

von

Theodor von Grotthuss in Paris.

1. Herr Monge fragt, woher es kommt, dass die Substrate des Sauerstoffgas und des Wasserstoffgas sich mit einander *dadurch* vereinigen, und ihr gemeinschaftliches Auflösungsmittel, den Wärmestoff, verlassen, dass die Quantität desselben bey ihrer Verbrennung vermehrt wird. Eine solche Vermehrung des Auflösungsmittels sollte die Adhärenz desselben zum Aufgelöseten eigentlich vermehren, nicht aber vermindern, besonders da die nächste Folge von der Wirkung des Wärmestoffs auf alle Körper die Dilatation derselben ist*). Da die Compression die Elementartheile der beiden Gase und überhaupt aller Substanzen einander nähert, so vermag sie die gegenseitige Action derselben so sehr zu vermehren, dass die chemische Vereinigung eine Folge davon wird. So z. B. hat Biot ein Gemenge aus Wasserstoffgas und aus Sauerstoffgas durch eine bloss mechanische Compression in den Cylinder einer Windbüchsenpumpe

zu

*) Siehe *Mém. de l'Academie*, 1783, und Berthollet *Essai de Stat. chim.* T. I. p. 304.

zu Waſſer verbrannt.*) Hr. Monge erklärt jenes Paradoxon mit vielem Scharfſinn, indem er annimmt, daſs der durch den Wärmeſtoff dilatirte Theil des Gasgemenges zugleich den nächſtliegenden Theil deſſelben, der noch nicht die Temperatur errungen hat, comprimirt, und daſs die Waſſerproduction alſo doch der Effect der Zuſammenpreſſung iſt.**) Dagegen erinnerte Trembley, er ſehe nicht ein, wie es möglich ſey, daſs der Wärmeſtoff zu gleicher Zeit Expanſion und Compreſſion hervor bringen könne, und zwar eine Compreſſion, durch die er ſich ſelbſt aus dem Aggregat hinaus jage, welches er mit dem Sauerſtoff und dem Waſſerſtoff gebildet hätte.***) So lange man keinen Verſuch hatte, der geradezu erwies, daſs ein plötzlich expandirtes Gas einen ſo heftigen Widerſtand von der Atmoſphäre, oder auch von irgend einem beſchränkten Raume, erleiden kann, daſs der Wärmeſtoff gezwungen wird, daraus in Feuergeſtalt zu entfliehen, — ſo lange war Monge's Meinung doch nur eine ſcharfſinnige Hypotheſe, und Trembley's Gründe hatten ihre volle Gültigkeit. Ich glaube einen ſolchen Verſuch anzeigen zu können, der von dem Lyoner und dem Biot'ſchen Verſuche darin abweicht, daſs in dieſen die Compreſſion, in den meinigen hingegen die plötzliche Expanſion der Luft eine lebhafte Feuererſcheinung hervor bringt.

*) Dieſe *Annal. der Phyſik*, 1805, Bd. XX, St. 5, S. 99.

**) *Mém. de l'Academ.* 1788. Berthollet a. a. O.

***) *Mém. de Berlin* 1797.

2. Der Kolben einer gewöhnlichen Windbüchse erhielt neun hundert Pumpenstöſse, wodurch die Luft darin so sehr verdichtet wurde, daſs man den Gegendruck des Ventils fast nicht mehr durch neues Pumpen aufheben konnte. Hierauf wurde der Kolben mit seinem Schloſse und dem dazu gehörigen 3 Fuſs langen eiſernen Laufe versehen, und das Gewehr an einem recht finstern Orte ohne andere Vorrichtung abgeschoſsen. In dem Augenblicke, als sich eine Portion der eingesperrten Luft mit lautem Knall expandirte, sah man eine blendend leuchtende Flamme aus dem Laufe heraus fahren, die gewiſs einige in der Nähe befindliche brennbare Körper in Brand gesetzt hätte, wenn letztere nicht durch die prädominirende Wirkung der in gewaltsame Bewegung gesetzten Luft fort geschleudert worden wären. Um den Versuch zu wiederholen, muſste ich gleich nach dem ersten Abschieſsen den Kolben von neuem mit Luft anfüllen; denn ohne diese Vorsicht entwickelte sich aus der durch späteres Abschieſsen in Bewegung gesetzten Luft zu wenig Wärmestoff, als daſs er die Gestalt des Feuers hätte annehmen können. Hätte man den Kolben, statt mit atmosphärischer Luft, mit einem Gemenge aus Waſserstoffgas und Sauerstoffgas in gehöriger Proportion gefüllt, so würde sich daſselbe unfehlbar entzündet und Waſser erzeugt haben.

3. Die Intensität des Phänomens hängt von zwei Bedingungen ab, nämlich von dem Bestreben

zur Elasticität der zusammen gepreſsten Luft, und von dem Widerstande, den sie bei ihrem Freiwerden von der Atmosphäre und von den Wänden des Büchsenlaufs leidet. Daraus folgt, daſs das Phänomen in einer sehr dichten Atmosphäre, deren Dichtigkeit der der Kolbenluft gleich wäre, so wie auch in einer unendlich dilatirten Atmosphäre, ganz aufhören würde. Denn im ersten Falle erreichte die Elasticität, im letzten der Widerstand das Minimum. Dennoch glaube ich, daſs die Erscheinung in einem vollkommen luftleeren Raume sogar das Maximum der Intensität erreichen kann, wenn nur dieser Raum *beschränkt* und von keinem zu groſsen Umfange ist, weil alsdann die Schranken des Raumes den nöthigen Widerstand leisten würden *).

4. Die physikalische Erklärung des Phänomens scheint mir folgende zu seyn. In dem Augenblicke, daſs eine kleine Portion der gepreſsten Luft durch das geöffnete Ventil ihre Freiheit erringt, stürzt die übrige in dem Kolben befindliche Luft mit Gewalt in den Raum, den jene vorher einnahm. Es bildet sich also nahe bei der Oeffnung eine Schlucht, in welcher die Lufttheilchen vermöge ihrer vollkommenen Elasticität und ihres allgemeinen Bestrebens durch jene Oeffnung hin-

*) Dieser Schluſs ist wol nichts weniger als hypothetisch, da ihn mir die Versuche von Gay-Lussac hinlänglich zu erweisen scheinen. *Mém. d'Arcueil*, T. I, p. 181, und diese *Annalen*, J. 1808, St. 11, oder B. XXX, S. 251. *v. Gr.*

durch zu dringen, auf einen Augenblick noch mehr comprimirt werden, als sie es vorher schon waren. Diese augenblickliche Compression giebt zur Entwickelung des Wärmestoffs um so mehr Gelegenheit, je begieriger dieser in dem Moment seines Freiwerdens von denjenigen Luftpartikeln absorbirt wird, die wirklich aus dem Kolben heraus fahren, und also dadurch einen gewissen Grad der Expansion erreichen können, *unter* welchem sie Wärme, *über* welchem hinaus sie hingegen Kälte erzeugen müssen. Das erstere findet in dem Experimente mit der Windbüchse Statt, wo die plötzlich expandirte Luft von der Atmosphäre und von den Wänden des Windbüchsenlaufs einen so heftigen Widerstand erduldet, dass sie gewaltsam comprimirt, und der Wärmestoff daraus in Feuergestalt heraus getrieben wird. *Die Compression ist also hier eine Folge der Expansion und Resistenz, die beide zugleich und schnell wirken, und dadurch das Feuer veranlassen.* Im Kolben der Windbüchse wird beim Abschiessen Kälte erzeugt, die sogar von aussen einiger Massen fühlbar ist, weil, wie schon gesagt ist, die herausschiessende Luft eine Portion Wärme mit sich fortreisst. Der Lauf der Windbüchse trägt hauptsächlich zur schnellen Entwickelung des Wärmestoffs bei, indem er nicht allein die Resistenz vermehrt, sondern auch bewirkt, *dass die durchschiessende Luft die ganze Macht derselben in einem kleinen Bezirke erleidet.* Ohne diesen Lauf würde die Expansion den Wi-

derstand der Atmosphäre bei weitem überwiegen; es würde daher Kälte entstehen, wie das z. B. der Fall mit der Luft- und Wasserpumpe war, deren man sich sonst in Schemnitz in Ungarn bediente *).

5. Wenn man an eine Compressionsmaschine (z. B. an den Kolben einer Windbüchse) einen nicht zu grofsen metallenen Cylinder, aus dem man vorher die Luft ausgepumpt hätte, befestigte, und die verdichtete Luft durch irgend einen Mechanismus in den leeren, an seiner Basis mit einer dichten Glasscheibe versehenen, Cylinder hinein stürzen liefse, so würde man ohne Zweifel aus den angeführten Gründen ein helles Licht darin gewahr werden. Ich vermuthe, dafs man mit diesem Instrumente nicht allein die Wassersynthese, sondern auch noch andere interessante Versuche, anstellen könnte. Wäre in dem Luftbehälter Kohlen- oder Schwefel-Wasserstoff-Gas bis auf einen gewissen Grad verdichtet worden, so könnte man vielleicht blofs durch die plötzlich erfolgte Expansion und den darauf erlittenen Stofs der Theilchen gegen einander, die Krystallisation der Kohle und des Schwefels bewirken.

6. Trembley's Einwurf gegen Monge's Theorie des Verbrennens des Wasserstoff-Gas kann, denke ich, jetzt nicht mehr Statt finden, da ich durch einen Versuch gezeigt habe, wie ein plötz-

*) Man sehe in diesen *Annalen*, J. 1804. St. 12. oder B. XVIII. S. 412.

lich expandirtes Gas, vermöge des Widerstandes der Atmosphäre, eine Condensation bis zum Glühendwerden erfahren kann. *Die Hindernisse, die sich der Expansion entgegen stemmen, sind also die eigentliche Ursache des Gasverbrennens.* Daraus folgt, daſs, wenn man diese Hindernisse ganz oder bis auf einen gewissen Grad aufhebt, das Phänomen durchaus nicht mehr hervor gebracht werden kann. Dieser letztere Satz, der unmittelbar aus dem erstern flieſst, und die Wahrheit desselben noch mehr erweiset, bedurfte einer genauen Prüfung, die ich durch folgenden Versuch veranstaltet habe.

7. Eine graduirte, 5 Zoll hohe, gläserne Röhre, deren Durchmesser $\frac{1}{2}$ Zoll betrug, wurde an einem Ende mit Kork und Siegellack luftdicht verschlossen. Durch den Kork ging eine stählerne, an beiden Enden mit Stahlknöpfen versehene, Nadel, welche sich hinauf und hinunter ziehen lieſs, ohne daſs die Luft dadurch einen Zugang ins Innere erhielt. Die Röhre wurde mit Quecksilber angefüllt und in einen Becher gestürzt, der ebenfalls beinahe einen Zoll hoch mit diesem Metalle angefüllt war. Nun wurde die Nadel in die Höhe gezogen, und 0,5 Zoll hoch atmosphärische Luft und eben so viel reines Wasserstoff-Gas in die Röhre hinein gelassen. Durch wiederholte Beobachtungen versicherte ich mich, daſs der kleinste elektrische Funken, den man vom Conductor der Elektrisirmaschine auf die Stahlnadel und von dieser

auf das in der Röhre befindliche Quecksilber hinüber springen liefs, hinreichend war, das Gasgemenge zu entzünden, und dafs die Absorption vollkommen 0,3 betrug. Nachdem ich die Röhre aufs neue mit einem gleichen Luftgemenge, wie vorher, gefüllt, und die Nadel bis auf 3 Zoll tief herunter gedrückt hatte, stellte ich den ganzen Apparat unter den Recipienten einer Luftpumpe, aus dem ich die Luft so lange auspumpte, bis das Quecksilber in der Röhre ein gleiches Niveau mit dem in dem Becher hatte. Der Recipient war mit einer genau schliefsenden metallenen Spindel versehen, vermittelst deren man die Nadel in Verbindung mit dem Conductor der Elektrisirmaschine setzen konnte; auch war zur Ableitung der elektrischen Materie das Quecksilber in dem Becher, durch einen Streif Goldpapier, in Verbindung mit dem metallenen Körper der Luftpumpe gesetzt. Da ich sah, dafs die Funken, die ich auf diese Art durch das dilatirte Gas hindurch gehen liefs, gar keine Entzündung bewirkten, so ladete ich eine grofse Leidner Flasche, und liefs nun zu wiederholten Mahlen das elektrische Feuer durch die Mischung schlagen; allein Trotz aller angewandten Mühe war es unmöglich, das Wasserstoff-Gas zu entflammen. Wenn man in den Recipienten so viel Luft hinein liefs, dafs das Quecksilber in der Röhre um einen Zoll höher stieg (wodurch das primitive Volumen der Gasmischung nur um drei Mahl vermehrt wurde), so konnte das entzündli-

che Gemenge zwar noch zum Brennen gebracht werden, allein die Flamme schien sich mit Mühe fortzupflanzen, indem sie einige Augenblicke dauerte und dann langsam verschwand, worauf das Quecksilber plötzlich in die zurück gelassene Leere hinauf sprang.

8. Da nach dem Mariotte'schen Gesetze das Volumen der Luft (in so fern die Temperatur derselben sich gleich bleibt) in umgekehrtem Verhältnisse mit dem Drucke stehet, dem sie ausgesetzt ist, so ist klar, dass in unserm Versuche (der an einem Tage vorgenommen wurde, als das Barometer gerade 28 Zoll hoch stand) das angewendete entzündliche Gasgemenge einen vier Mahl geringern Druck, als den der Atmosphäre, d. i., den Druck einer Quecksilbersäule von 7 Zoll, auszustehen hatte. *Diese Thatsache leitet uns also auf den wichtigen Schluss, dass bei einer Barometerhöhe von 7 Zoll, d. h., bei einem Drucke der Atmosphäre, der vier Mahl geringer als der gewöhnliche ist, das Wasserstoff-Gas, wenigstens durch die elektrischen Funken unserer gewöhnlichen Maschinen, nicht mehr entzündet werden kann.*

9. Ich finde im Mittel nach De Luc's und La Place's Methoden die Höhe, bis zu welcher man sich erheben müsste, damit das Barometer bis auf 7 Zoll hinunter fiele, ohne jedoch auf Veränderung der Temperatur und Schwere Rücksicht zu nehmen, = 34404 par. Fuss. *Wer sich also unge-*

fähr so hoch erhoben hätte, der würde sich umsonst bemühen, den brennbarsten aller Körper daselbst zu entzünden. Die Natur, die so oft ihre elektrischen Funken aus der Höhe der Wolken bis tief in unsere Erde hinunter schleudert, mag wohl vermögend seyn, die Entzündung des Wasserstoff-Gas in einer noch weit beträchtlichern Höhe zu bewirken, allein wenn wir erwägen, dass sich die Elektricität in einem sehr verdünnten Raume unmöglich in Menge ansammeln kann *), und dass die Dichtigkeit, mithin auch der Widerstand der verschiedenen Luftschichten, im geometrischen Verhältnisse abnimmt, während die Höhen im arithmetischen steigen, — so ist es gewiss, dass dieses Vermögen seine Grenzen hat, und dass es da nicht mehr Statt finden kann, wo man es bisher angenommen hatte. So z. B. können die Aërolithen und andere Meteore, von denen man weiss, dass sie ihren Ursprung ausserordentlich hoch über unserer Erde haben, nicht mehr durch eine Entzündung eines mit gewissen Substanzen geschwängerten Wasserstoff Gas erklärt werden, weil man vor allen Dingen erst erweisen müsste, dass dieses Gas sich auch noch in dieser Höhe entzünden kann.

10. Im Allgemeinen lässt sich der Grundsatz aufstellen, dass kein Verbrennen des Wasserstoff-Gas mehr Statt finden kann, wenn der elektrische Funke oder auch das Feuer nicht fähig ist, den

*) Bekanntlich gehört eine sehr verdünnte Luft zu den besten elektrischen Leitern. *v. Gr.*

Wasserstoff und den Sauerstoff einander so sehr zu nähern, daſs die respective Distanz derselben geringer wird, als der Radius ihrer gegenseitigen Affinitätssphäre. Dieses Nähern geschieht, wie wir gesehen haben, durch die vereinte Wirkung der Expansion und Resistenz. Da unsere Atmosphäre nicht ganz ¼ Sauerstoff-Gas enthält, welches in einer drei Mahl beträchtlichern Quantität Stickstoff-Gas und einer geringen Portion Kohlensäure gleichförmig vertheilt ist, so lieſs sich schon *a priori* einsehen, daſs, wenn man die Entzündlichkeit einer aus *reinem* Sauerstoff- und Wasserstoff-Gas bestehenden Knallluft verhindern wollte, diese um desto stärker dilatirt werden müſste, je mehr Berührungspunkte sich alsdann in der Affinitätssphäre befinden würden. Auch habe ich wirklich gefunden, daſs das Volumen eines solchen Knall-Gas beinahe sechzehn Mahl vermehrt werden muſste, ehe es aufhörte, von dem Funken der zum vorigen Versuche gebrauchten Leidner Flasche entzündet zu werden. Wenn das Volumen nur um zwölf Mahl vermehrt war, so konnte man die Flamme zwar deutlich bemerken, jedoch zeigte sie sich anders als bei dem gewöhnlichen Drucke der Atmosphäre *). Sie erschien am obern Ende der Glasröhre mit rosenrothem Lichte, und er-

*) Das Sauerstoff-Gas war zu diesem Versuche aus Braunstein, das Wasserstoff-Gas aus Zink und Schwefelsäure entwickelt, die Röhre war über 8 Zoll hoch, und nur ein halber Zoll war mit der reinen Knallluft angefüllt.
v. Gr.

jedoch daselbst schon, als sie in der Mitte noch fortbrannte, und am untern Ende noch gar nicht hingelangt war. Das Quecksilber veränderte seinen Stand nicht eher, als bis das letzte rosenfarbene Flämmchen unmittelbar über demselben verschwand; dann aber sprang es plötzlich in die zurück gelassene Leere. Es scheint also, als wenn die Absorption, durch den erzeugten Wasserdampf und die erhöhete Temperatur des noch brennenden Gas, genau compensirt würde, so dass sich der leere Raum nicht eher bilden kann, als bis die Flamme völlig erloschen ist.

11. Die zu einem Barometerstande von $\frac{21}{16}$ Zoll = 1 Zoll 9 Linien gehörende Höhe finde ich, wenn ich sie wie die vorige berechne, = 70140 par. Fuss. In dieser Höhe würde man also das Wasserstoff-Gas selbst dann nicht mehr entzünden können, wenn unsere Atmosphäre aus lauter Sauerstoff-Gas bestände, ja ich zweifle sogar, dass es in der Gewalt der Natur steht, diese Entzündung unter solchen Umständen zu bewirken.

12. Es war interessant, zu wissen, welche Wirkung die Elektricität auf die bis zur Unentzündlichkeit dilatirte Knallluft äussern würde, wenn man ihre Einwirkung eine gewisse Zeit lang dauern liesse. Statt also den Schlag einer Leidner Flasche, wie in den vorigen Versuchen, durch das expandirte Gasgemenge gehen zu lassen, verband ich die metallene Spindel des Recipienten mit dem

Conductor der Elektrisirmaschine (7.), die über eine Stunde lang umgedreht wurde. Das Resultat dieser mehrmahls, sowohl mit Sauerstoff-Gas als auch mit atmosphärischer Luft, angestellten Untersuchung war kürzlich folgendes.

1) Dass der höhere Quecksilberstand, nachdem das Gleichgewicht der Luft unter dem Recipienten wieder hergestellt war, alle Mahl eine Verringerung des Volumens der Knallluft anzeigte.

2) Dass die Entzündung desselben Knallgas, bei dem gewöhnlichen Drucke der Atmosphäre, eine doppelt so grosse Absorption bewirkte.

3) Dass aber dennoch der Rückstand von 1. sich selbst durch den stärksten elektrischen Funken (ungeachtet des wieder hergestellten Drucks der Atmosphäre) nicht mehr entzünden noch merklich vermindern liess.

4) Dass der Phosphor in diesem Rückstande auch dann nicht leuchtete, wenn man ihn mit Hülfe einer von aussen angebrachten glühenden Kohle darin schmelzen liess.

15. So sehr ich mich nun auch Anfangs berechtigt glaubte, aus diesen Resultaten auf eine hierbei vorgegangene Synthesis schliessen zu können (besonders, indem ich mich an die von Wurzer u. a. behauptete Transmutation der Wasserdämpfe im Stickstoff erinnerte), so gelang es mir doch, dem trügerischen Scheine dadurch zu entgehen, dass ich auf die Absorption Rücksicht nahm,

die der Phosphor *nach einigen Stunden* in dem unentzündlichen Rückstande bewirkte, die, wenn man sie mit der durch den elektrischen Strom bewerkstelligten zusammen addirte, ziemlich genau der in dem angewandten Gas enthaltenen Menge von Sauerstoff-Gas entsprach. Die Unentzündlichkeit des Gasresiduums läſst sich daher aus der Disproportion der zum Brennen tauglichen Gase, und aus der Gegenwart einer zu groſsen Menge Stickgas erklären, welches vorher schon in den angewandten Luftarten enthalten war, und auch wohl zum Theil aus dem Quecksilber aufgestiegen seyn konnte. Während die Elektricität anhaltend auf das ausgedehnte Knallgas wirkt, verbindet sich der gröſste Theil des Sauerstoffs mit einer Portion Wasserstoff *langsam und ohne Entzündung zu Wasser*; die geringe Menge des übrig bleibenden Sauerstoff-Gas befindet sich nun in einer verhältniſsmäſsig zu groſsen Menge Wasserstoff-Gas und Stickgas gleichförmig vertheilt. Dieses vollkommen elastische Vehiculum weicht dem elektrischen Funken von allen Seiten aus, und verhindert dadurch, daſs jene zum Brennen tauglichen Luftpartikeln den Widerstand erfahren, der zu ihrem Verbrennen um so nothwendiger ist, je weniger Berührungspunkte sich in der Affinitätssphäre befinden.

14. Wir haben gesehen, daſs das Wasserstoff-Gas, wenn es in gehöriger Proportion mit Sauerstoff-Gas gemengt ist, sechzehn Mahl, hingegen wenn es in demselben Verhältnisse mit atmosphäri-

ſcher-Luft vermiſcht iſt, nur vier Mahl verdünnt zu werden braucht, um ſeine Entzündlichkeit zu verlieren. Hieraus läſst ſich auch noch für die Eudiometrie ein wichtiger Schluſs ziehen, nämlich, daſs die Reinigkeit einer zu prüfenden Luft (d. h., die darin enthaltene Sauerſtoff-Gas-Quantität) im Verhältniſſe mit der Ausdehnung ſteht, die dieſe Luft, wenn ſie mit einer beſtimmten Menge Waſſerſtoff-Gas gemiſcht iſt, erfahren muſs, um ihre Entzündbarkeit zu verlieren.

Zum Schluſs will ich nur noch anmerken, daſs die wichtige Rolle, welche der Druck der Atmoſphäre in dem Phänomene der Verbrennung ſpielt, von den Phyſikern bis jetzt übergangen iſt. Man ſah zwar auf die chemiſche, nicht aber auf die phyſiſche Wirkung der Atmoſphäre. Ohne dieſe letztere würden wir allenfalls die Säuerung, nicht aber die flammende Verbrennung kennen, ſelbſt die der feſten Körper nicht, welches letztere aus dem Geſagten und aus den Worten Newton's erhellt: „*Flamma eſt fumus candens.*" Der Wärmeſtoff wirkt auf die brennbaren Subſtanzen, indem er die Theilchen derſelben expandirt; eben das thut die Elektricität. Der Druck der Atmoſphäre wirkt hingegen durch ihren Widerſtand, der ſich der Expanſion entgegen ſtemmt. *Beide Kräfte vereint bringen denjenigen Effect hervor, der zur Verbrennung nothwendig iſt, d. i., die Compreſſion.*

ZUSATZ.

Zwei Bemerkungen des Herausgebers.

1. Von dem Lichte, welches einige Physiker beim Abschiessen einer stark geladenen Windbüchse im Dunkeln wahrgenommen haben, ist in diesen *Annalen* schon mehrmahls die Rede gewesen (s. B. VIII, S. 336; B. XI, S. 344; XII, S. 611; XVII, S. 23, und XX, S. 100); die Versuche, welche Hr. von Grotthuss hier in 2. und 3. erzählt, sind indess die ersten genügend und wissenschaftlich angestellten, welche mir über diese merkwürdige Licht-Erscheinung bekannt geworden sind.

2. Die Folgerungen, welche Hr. von Grotthuss mit vielem Scharfsinn über die *Grenzen der Verbrennlichkeit* bei abnehmender Dichtigkeit entzündbarer Gasgemische, und über den mechanischen Einfluss des Drucks der Atmosphäre auf die Entzündlichkeit, aus dem Versuche zieht, den er in §. 7 beschreibt, sind für die Naturforschung so interessant, dass ich es für verdienstlich halten würde, könnte ich durch die folgende Frage Veranlassung geben, dass kein Zweifel an dem Resultate bliebe. Sollte ein Korkstöpsel, womit das obere Ende einer mit Quecksilber gesperrten Glasröhre versehen ist, wenn durch ihn eine Stahlnadel so gesteckt ist, dass sie sich in ihm hinauf und hinunter schieben lässt, — die Röhre wirklich luftdicht verschliessen können? Sollte nicht während des Auspumpens des Recipienten, unter dem diese Röhre stand, das Gasgemisch aus ihr zwischen der Nadel und dem Korke hindurch zum Theil in den Recipienten entwichen seyn? Und sollte daher die Grenze der Entzündlichkeit der Gasgemische hier nicht zu nahe gesteckt seyn?

Gilbert.

IX.

Neue Untersuchungen über die Wirkungen des pneumatischen Feuerzeugs;

von

LE BOUVIER DESMORTIERS *).

In meiner Abhandlung über die Einrichtung und die Wirkungen des pneumatischen Feuerzeugs **) hatte ich geäusſert, der leichte Dunſt, den man in einem Feuerzeuge dieſer Art aus Glas gleich nach dem Verdichten der Luft wahrnimmt, rühre nicht von der fettigen Materie her, mit welcher der Kolben eingeſchmiert iſt. Dieſer Meinung haben nicht Alle beigeſtimmt, und man hat gegen ſie Thatſachen, die ſich zwar nicht beſtreiten laſſen, aber nichts beweiſen, und Verſuche, die nicht ohne Gefahr ſind, angeführt. Dieſes hat mich veranlaſst, neue Verſuche anzuſtellen, die ich für geeignet halte, die Sache aufzuklären.

Der Kolben verliert durch das Reiben an den Wänden der Röhre bald ſein Oehl, und man muſs ihn von Zeit zu Zeit mit neuem Oehl einſchmieren, damit er leicht gehe und die Luft nicht entweichen laſſe. Dieſes Oehl oder Fett um-

*) Zuſammengezogen aus dem *Journal de Phyſique*, *Mai* 1809. *Gilbert.*

**) Siehe dieſe *Annalen*, J. 1808, St. 11, oder B. XXX, S. 268. *Gilbert.*

umgiebt die cylindrische, gegen die Wände der Röhre reibende, Oberfläche des Kolbens, und kann folglich bei dem ersten Stosse, den man mit dem Kolben thut, unmöglich verbrennen. Daſs ein solches Verbrennen nicht die Ursache des Dunstes und des Lichtes seyn kann, welche sich zeigen, erhellt auch aus dem Orte, wo beide erscheinen; nämlich immer nach vorn, nie hinten, wie es der Fall seyn müſste, fände jene Ursache Statt. Wenn man ein Schiff vom Stapel laufen läſst, so entzündet der Wärmestoff, der beim Reiben des Kiels gegen die Balken des Stapels sich entbindet, das Fett, womit man jenen bedeckt hat, um das Ablaufen des Schiffs zu erleichtern, und indem das Schiff die schäumende Fluth durchschneidet, läſst es Rauch und Flamme hinter sich, die rückwärts schlagen. In diesen beiden Fällen sind die Data dieselben; was in dem letztern erfolgt, sollte sich also auch in dem erstern ereignen; der Versuch zeigt aber das Gegentheil.

Wenn man den Kolben mehrmahls hinter einander hinein stöſst, so zeigt sich, sagt man, endlich kein Licht mehr, ob gleich die Luft noch eben so stark als zuvor verdichtet wird; das Licht erscheint aber wieder, läſst man ein Paar Tropfen Oehl in die Pumpe fallen; und mit wesentlichen Oehlen ist der Versuch glänzender als mit den fetten Oehlen.

Diese Thatsachen sind richtig. Aber, daſs nach mehreren auf einander folgenden Versuchen das Licht ausbleibt, ist eben ein Beweis, daſs

es vom Oehle des Kolbens nicht verursacht wird, weil sonst das Oehl, das sich bei den ersten Stöſsen an den Wänden der Röhre absetzt, bei den folgenden Stöſsen im Gegentheile das Licht verstärken müſste. Dieses Absetzen von Oehl wird besonders am obern Theile des Feuerzeugs sichtbar, und ist dort manchmahl so stark, daſs das Glas dadurch undurchsichtig wird; verbrennte aber das Oehl, so würde es sich nicht in dem Cylinder absetzen, sondern darin einen kohligen Rückstand bilden.

Wenn zweitens dadurch, daſs man Oehle in den Stiefel des Compressions-Feuerzeugs tröpfelt, das Licht zum Wiedererscheinen gebracht wird, so ist das davon der Grund, daſs diese sehr entzündbaren Körper sich mit der Luft, die sich in dem Stiefel befindet, vermengen, und so unmittelbar einen verbrennlichen Körper bilden, auf den die Verdichtung ausgeübt wird. Ich habe den Versuch mit Lavendelöhl und mit Aether wiederholt; die Funken waren in der That sehr glänzend; aber es könnte gefährlich seyn, diese Körper anzuwenden, die im Verdünsten Wasserstoff-Gas bilden (!) und so Knallgas erzeugen können.

Endlich ist es gemeiniglich der verbrennliche Körper, der den Funken hergiebt *); wie das aus den folgenden Versuchen erhellt, zu denen man

*) Leuchten, Licht, Funken scheint der Verfasser gleichgültig für die leuchtende Erscheinung, die sich in dem pneumatischen Feuerzeuge zeigt, zu brauchen.
Gilbert.

sich eines pneumatischen Feuerzeugs aus Glas bedienen muss.

Versuch 1. Wenn der Zündschwamm zum ersten Mahle durch einen Stoss des Kolbens entzündet wird, so ist das Licht lebhaft. Man lösche den Schwamm aus, durch Auflegen des Fingers auf das Ende des Kolbens *), und wiederhole den Versuch. Dieses lässt sich vier bis fünf Mahl hinter einander thun; das Licht wird dabei immer schwächer, je mehr sich der Schwamm verkohlt, und bleibt endlich ganz aus, ob gleich der Schwamm sich noch entzündet; manchmahl selbst fängt er von hinten Feuer, ohne Funken, und ohne dass man es auf den ersten Anblick gewahr wird, dass er brennt. Nimmt man statt des Schwammes, der bloss glimmt, Körper, die mit Flamme brennen, z. B. Baumwolle oder Flachs, so ist der Funke sehr viel glänzender.

Versuch 2. Man wische die Röhre inwendig sorgfältig aus, um alles Fettige wegzunehmen, beschmiere beide Kolben mit Oehl, und stosse, ohne dass man Schwamm in die Röhre gethan habe, den Kolben mit der Schnelligkeit hinein, bei welcher sich Schwamm, wenn er darin wäre, entzünden würde; man wird nun kein Licht gewahr werden; und das müsste doch geschehen, rührte es vom Oehle her. Man ziehe den Kolben heraus,

*) Dieser ist also in Hrn. Desmortiers pneumatischem Feuerzeuge wahrscheinlich hohl, und enthält den zu entzündenden Schwamm in sich.
Gilbert.

wische den Stiefel wieder aus, und wiederhole den Versuch; wieder erscheint kein Funke. Man kann so den Versuch zwanzig Mahl, immer mit der Geschwindigkeit, die zum Schwammzünden nöthig ist, wiederholen, und nie wird ein Funke erscheinen. So bald man aber ein Stück Schwamm in das Feuerzeug bringt, ist der Funke da. Also ist es der verbrennliche Körper, der hier den Funken hergiebt.

Hier noch zwei Thatsachen, welche den Beweis vollenden, dass es nicht das Oehl des Kolbens ist, was den Funken hervor bringt. Ich hatte einen Kolben aus Buchsbaumholz machen lassen, den ich mit Seife beschmierte. Mit ihm konnte ich den Schwamm eben so gut als mit einem Kolben aus geöhltem Leder entzünden; man weiss aber, dass Seife, auf glühende Kohlen gelegt, schmelzt, ohne sich zu verändern. Die zweite Thatsache gehört Herrn Eynard, Arzt zu Lyon. Er hatte sich eine messingene Compressions-Pumpe selbst verfertigt, die einen so genau schliessenden eisernen Kolben hat, dass keine Luft entweicht; mit ihr gelang der Versuch, den er in der Lyoner Gesellschaft der Wissenschaften anstellte, vollkommen.

Versuch 3. Man tauche das pneumatische Feuerzeug ganz unter Wasser, und drücke den Kolben langsam hinein, um sich zu überzeugen, dass der Kolben keine Luft entweichen läst; schliesst er gut, so steigt auch nicht eine Luftblase aus dem Stiefel. Man fülle dann die Pumpe mit Luft, thue

keinen Schwamm hinein und gebe einen Stofs; der leichte Dunst erscheint sogleich in Menge, und verschwindet dann wieder, und der Kolben wird in dem *Stiefel* um eine gewisse Weite zurück geworfen. Die in dem Stiefel übrig bleibende Luft comprimire man aufs neue; der Erfolg ist wieder derselbe, nur des Dunstes weniger, und der Kolben wird weniger weit zurück geworfen. Wiederholt man den Stofs, so nimmt die übrig bleibende Luftsäule wieder ab, und der Kolben geht wieder um weniger zurück, und so kommt man endlich dahin, dafs er gar nicht weiter zurück geht.

Was wird bei diesem Versuche aus der Luft? Ich antworte: Sie wird zersetzt, ohne Einwirkung eines verbrennlichen Körpers auf sie; dieses werde ich sogleich durch directe Versuche beweisen. Mit der ganz von Wärmestoff durchdrungenen Luft verhält es sich in diesem Falle, wie mit einem Schwamme, der sich voll Wasser gesogen hat, und den man wiederholt zusammen drückt, um das Wasser auszupressen. Bei dem ersten Comprimiren der in dem Stiefel enthaltenen Luft wird eine grosse Menge Wärmestoff ausgeprefst, und zerstreut sich im Augenblicke; von der Luft zersetzt sich zugleich eine diesem Wärmestoff-Verlust entsprechende Menge. Bei den folgenden Compressionen findet dasselbe Statt, bis endlich alle Luft zersetzt ist.

Versuch 4. Man thue Schwamm in das Feuerzeug, und treibe den Kolben mit mäfsiger Ge-

schwindigkeit herunter; der Dunst entzündet dann den Schwamm nicht. Man wiederhole die Compression mit etwas mehr Geschwindigkeit; es entsteht dann mehr Dunst, aber noch keine Entzündung. Endlich comprimire man mit der erforderlichen Geschwindigkeit, so entzündet sich der Schwamm, und das Licht erscheint.

Es ist einleuchtend, dass der in diesen Versuchen erzeugte Dunst aus der Luft ausgedrückt wird, die in dem Stiefel enthalten ist, und dass er das entzündende Princip (*le principe ignifère*) ist, das vermöge der Verdichtung und der Schnelligkeit, womit es sich bewegt, das Gewebe des verbrennlichen Körpers durchdringt, und es entzündet. Dieser Dunst erzeugt jedes Mahl, so wenig dessen auch sey, ein schwaches Verbrennen, das die Luft in dem Feuerzeuge, wie wir gesehen haben, nach gerade zersetzt. Auch haben wir gesehen, dass er sich gewöhnlich nicht mit einem Funken zeigt, wofern man nicht einen verbrennlichen Körper seiner Einwirkung aussetzt. Doch kann er auch, ohne dass diese Bedingung erfüllt ist, leuchtend werden.

Versuch 5. Bei jedem Stosse wurde das Innere des Stiefels ausgewischt, um ihn von aller fettigen Materie rein zu erhalten. Einige Mahl erschien ein Funke, doch minder glänzend und von der Farbe einer brennenden Kohle. Um ihn zu erhalten, muss man aber die Luft weit heftiger comprimiren, als es zum Schwammzünden nöthig

ist. Eine andere wesentliche Bedingung ist, dass das Compressions-Feuerzeug nur einen sehr kleinen Durchmesser habe, höchstens von 3 bis 4 Linien. Folglich kommt es, damit der Wärmestoff, oder was sonst das entzündende Princip ist, leuchtend werde, bloss auf eine schnelle Compression in einem sehr kleinen Raume an, und ich bin überzeugt, dass man in einem gut calibrirten Stiefel, von nicht mehr als 2 Linien Weite, bei jedem Stosse den Funken sehen würde.

Aus allen diesen Thatsachen folgt, dass die Erscheinungen in dem pneumatischen Feuerzeuge aus der Lehre von dem Wärmestoff zu erklären, und weder dem öhligen Körper, noch der Elektricität zuzuschreiben sind.

Versuch 6. Noch ist mir übrig, zu beweisen, dass sich die Luft in dem pneumatischen Feuerzeuge durch die blosse Compression, ohne Gegenwart eines verbrennlichen Körpers zersetzt. Ich habe den Rückstand der Compression, mit Beihülfe des Herrn Veau de Launay, in einem Eudiometer geprüft, mit Salpetergas, das im Augenblicke selbst bereitet wurde. Es verminderte sich mit 1 Mass Salpetergas, das Mass zu 100 Theilen gerechnet,

1 Mass *atmosphärischer Luft* auf 120 Theile
(und mit 2 Mass Salpetergas auf 220 Theile);
1 Mass ausgeathmeter Luft auf 158 Theile;
1 Mass Luft, die in dem pneumatischen Feuerzeuge, als es Schwamm

enthielt, nach einem Stoſse rückſtändig war, (ſie hatte ſich mit einem öhligen Weſen aus dem Schwamme beladen und war neblich und weiſslich) auf 150 Theile;

1 Maſs rückſtändiger Luft, nach einer Compreſſion ohne Schwamm, auf 142 Theile.

Mehrmahls hinter einander comprimirte Luft nahm nach jeder Compreſſion an Menge ab, aber ihre Güte blieb dieſelbe als nach der erſten Compreſſion.

Wurde das Eudiometer geſchüttelt, um das Verſchlucken zu befördern, ſo blieb ein etwas kleinerer Rückſtand; z. B. von 136 Theilen mit dem Gasrückſtande der Compreſſion ohne Schwamm.

Die atmoſphäriſche Luft iſt alſo durch das bloſse Comprimiren um 16 Theile ſchlechter geworden.

X.

VERSUCHE
über die Verbreitung des Schalles in Dämpfen;
von

B i o t,
Mitglied des Inſtituts *).

Es iſt bekannt, daſs in Luft von jeder Dichtigkeit und in dem luftleeren Raume, bei einer gegebenen Temperatur, genau gleich viel Waſſer als Dampf, in demſelben Umfange beſteht; daſs die Menge dieſes Dampfs mit der Temperatur zunimmt und abnimmt; und daſs bei einer Wärme von 15° R. der Druck deſſelben $\frac{1}{56}$ des gewöhnlichen Luftdrucks gleich iſt. Befindet ſich daher bei 15° Wärme Waſſer in einem luftleeren Raume, ſo wird es ſo lange verdunſten, bis der Waſſerdampf eine Queckſilberſäule trägt, die $\frac{1}{56}$ des Barometerſtandes gleich iſt; dann hört die Verdunſtung auf und das übrige Waſſer bleibt tropfbar flüſſig. Wenn man den Dampf, der auf dieſe Art das *Maximum* ſeiner Elaſticität erreicht hat, in einen kleinern Raum hinein zwingt, oder durch irgend ein anderes Mittel verdichtet, ohne zugleich die Temperatur deſſelben zu erhöhen, ſo ſchlägt ein Theil des Dampfs ſich nieder, und die Elaſticität kommt nie über $\frac{1}{56}$ hinauf.

Man überſieht leicht, was hieraus für die Dämpfe in Hinſicht des Schalles folgt. Der Schall

*) Frei überſetzt aus dem *Nouveau Bulletin de la Soc. philom.*, *Janv.* 1808, p. 76. *Gilbert.*

kann sich durch sie nicht hindurch verbreiten, wofern nicht bei der Verdichtung, die in der ganzen Ausdehnung, welche er durchläuft, successiv eintreten muſs, Wärme frei wird, welche dem Dampfe seinen elastischen Zustand erhält. Denn ohne dieſs würde die Dampfschicht, welche den tönenden Körper unmittelbar umgiebt, und durch die Schwingungen desselben verdichtet wird, in dem Augenblicke, in welchem dieses geschieht, sich auf den tönenden Körper in Gestalt von tropfbarem Wasser niederschlagen müssen, und die schwingende Bewegung könnte sich nicht durch sie hindurch verbreiten. Wird dagegen durch die Verdichtung die Temperatur erhöht, so kann die den tönenden Körper zunächst umgebende Schicht des Dampfes in ihrem elastischen Zustande fortdauern; sie kann also auch die zunächst folgende Schicht in ihrer Ordnung verdichten, und es kann sich die verdichtende Bewegung von Schicht zu Schicht, eben so als in einer permanent elastischen Flüssigkeit, verbreiten.

Die folgenden Versuche beweisen, daſs in der That in den Dämpfen des Wassers und anderer Flüssigkeiten, der Schall entstehen und sich verbreiten kann. Sie sind folglich ein directer Beweis dafür, daſs allerdings eine Temperatur-Erhöhung die kleinen Verdichtungen begleitet, welche in einer elastischen Flüssigkeit vor sich gehen, indem der Schall sich durch sie hindurch verbreitet. Eine solche Temperatur-Erhöhung hat Einfluſs auf die Geschwindigkeit des Schalls, und man muſs, wie Hr. La Place bemerkt hat, auf sie bei der Berechnung

dieser Geschwindigkeit Rücksicht nehmen, um ein Resultat zu erhalten, das mit den Beobachtungen überein stimmt *).

Hr. Biot liess in einen luftleer gepumpten Ballon etwas Wasser hinein treten; ein Theil desselben verdampfte sogleich, und dieselbe Masse, welche im luftleeren Raume gar kein Geräusch hervor brachte, erregte nun ein wahrzunehmendes Getöse in diesen Dämpfen. Da in dem Ballon noch tropfbares Wasser übrig blieb, so lässt sich gar nicht daran zweifeln, dass der Dampf sein *Maximum* der Elasticität erreicht hatte. Das Geräusch nahm an Intensität zu, als der Ballon in ein stark geheitztes Zimmer versetzt wurde; hier musste, da die Temperatur zunahm, sich mehr Wasser in Dampf verwandeln; und, wie man weiss, hängt die Intensität des Schalles von der Dichtigkeit des elastischen Mittels ab, in dem er erzeugt wird.

In den folgenden Versuchen setzte Hr. Biot an die Stelle des Wasserdampfs Dampf von Alkohol und dann Dampf von Aether. Auch in diesen Dampfarten entstand der Schall so gut als in den Dämpfen des Wassers. Bei gleicher Temperatur und bei einerlei Abstand des Ohrs war der Schall im Aetherdampf am stärksten, und im Wasserdampf am schwächsten. Bei gleichen Umständen hat aber der Dampf des Aethers die gröfste Elasticität, und der Dampf des Wassers erträgt unter ihnen nur den kleinsten Druck.

*) S. diese *Ann.* J. 1804. St. 12, od. B. XVIII, S. 385. *Gilb.*

XI.

NACHRICHT

von dem pharmaceutisch - chemischen Institute zu Erfurt;

vom

Professor Trommsdorff.

Um so mancher ausführlichen Beantwortung der schriftlich eingehenden Anfragen, mein Institut betreffend, überhoben zu seyn, theile ich hier folgende Nachricht öffentlich mit.

Schon im J. 1795 eröffnete ich mit Beihülfe einiger gelehrten Freunde eine Pensionsanstalt für junge Männer, deren Zweck war, sich zu geschickten Apothekern und Chemikern zu bilden, theils auch, sie auf das Studium der Arzeneikunde und der Kammeralwissenschaften vorzubereiten. Diese Anstalt hat einen glücklichen Anfang genommen, und bis diese Stunde einen guten Fortgang gehabt. Viele würdige Männer des Inlandes und des Auslandes vertraueten ihre Söhne meiner Leitung an, oft einige nach einander, und ich darf mir schmeicheln, dieses Zutrauen gerechtfertigt, und mir ihre Zufriedenheit erworben zu haben. Mehr als hundert junge Männer, die seit jener Zeit meine Anstalt verliessen, geben mir das süsse Bewusstseyn, dass meine Bemühungen nicht fruchtlos waren. Die grössere Anzahl meiner ehemahligen Zöglinge sind etablirt, und füllen ihren Wirkungskreis als rechtschaffene und geschickte Apotheker, andere als Aerzte aus; und mehrere von ihnen bekleiden auch bedeutende Stellen im Staate, und mehrere der jüngern conditioniren noch, und haben durch Redlichkeit und Fleiss die Achtung und die Freundschaft ihrer Prinzipale erworben.

Man dürfte es vielleicht unbescheiden finden, dass ich mit diesem Eingange meine Nachricht eröffne, allein ich glaube, dem rechtlichen Manne ist es doch wol auch erlaubt zu sagen: so war mein Vorsatz, so die Folgen. Ich widme wahrlich meinem Institute meine ganzen Kräfte, und sollte ich wohl gleichgültig gegen einen günstigen Erfolg seyn?

Chemie, Mathematik, Naturlehre, Naturgeschichte, und Pharmacie in Verbindung machen die Hauptgegenstände aus, mit welchen wir uns im Institute beschäftigen. Meine Freunde arbeiten mit mir nach einem gemeinschaftlichen Plane, und dadurch wird ausserordentlich viel Zeit gewonnen. Es wird Unterricht ertheilt in:

Logik, weil diese zur Sicherheit unserer Erkenntniss, und zur Prüfung derselben höchst unentbehrlich ist, und zur Ordnung im Denken gewöhnt.

Moralische Wissenschaften. Nicht bloss Ausbildung des Kopfs, sondern auch Veredelung des Herzens, gehört mit zu meinem Zwecke. Nur durch eine genaue Kenntniss der moralischen Wissenschaften kann diese mit erreicht werden. Das, was in den Horizont eines Jeden gehört, was mit dem höchsten Zwecke der Menschheit in Verbindung steht, konnte ich nicht vernachlässigen.

Mathematik. Arithmetik, Algebra, Geometrie und Trigonometrie. Mehr verstattet der Zeitraum nicht. Wer indessen schon darin geübt ist, kann auch bei dem Hrn. Prof. Siegling, der diese Wissenschaften vorträgt, Unterricht in der höhern Mathematik erhalten.

Naturlehre. Nur in so fern, als solche mit der Chemie in Verbindung steht. Es versteht sich, dass alle erforderlichen Experimente dabei angestellt werden.

Botanik. Sie wird, so wie die andern Theile der Naturgeschichte, von dem durch seine Schriften rühmlichst bekannten Professor Bernhardi vorgetragen. Die Zöglinge werden mit den Terminologieen bekannt gemacht, und müssen Pflanzen beschreiben und analysiren. Den Sommer hindurch werden fleissig Excursionen gemacht, Pflanzen gesammelt, untersucht und eingelegt. Eine angenehme, sehr pflanzenreiche, Gegend und ein botanischer Garten, der gegen 4000 Arten zählt, setzen uns in den Stand, alles Nöthige zu liefern. Es versteht sich von selbst, dass der physiologische Theil der Botanik nicht vernachlässigt, und dass auch auf pharmaceutische Pflanzen besonders Rücksicht genommen wird.

Zoologie wird vorzüglich im Winter vorgetragen, und der Mangel eines grossen Kabinettes durch viele Kupferwerke ersetzt.

Mineralogie und die einzelnen Zweige derselben. Die oryktognostischen Vorlesungen werden durch das instructive Kabinett des Professors Bernhardi unterstützt. Dass die Zöglinge auch mit dem Hauy'schen Systeme und mit der neuen Methode des Prof. Bernhardi, Krystalle zu beschreiben, bekannt gemacht werden, bedarf wol kaum einer Bemerkung.

Chemie im ganzen Umfange. Alle nöthigen und bedeutenden Versuche werden angestellt, und keine Kosten werden gescheuet. Mit welcher Ausführlichkeit diese Wissenschaft vorgetragen wird, ergiebt sich daraus, dass zum Leitfaden bei dem Vortrage mein systematisches Handbuch gebraucht wird. Zwei, vier, sechs und mehrere Stunden werden täglich der Chemie gewidmet, und vorzüglich auch die Zöglinge im Selbstarbeiten geübt.

Ein ausführlicher, von sehr guten Künstlern gearbeiteter, Apparat setzt mich in den Stand, alle Fundamentalversuche mit der erforderlichen Genauigkeit und Schärfe anstellen zu können. Es würde mich zu weit führen, wenn ich detailliren wollte, auf welche Weise hier das Studium der Chemie betrieben wird; nur so viel will ich noch bemerken, dass selbst alle neuere wichtige Erfahrungen, die im Gebiete der Chemie während des Cursus gemacht, ebenfalls mit angestellt werden. Belege hierzu liefert mein Journal.

Pharmacie, in theoretischer und praktischer Hinsicht. Hierher gehören auch *Arzeneiwaarenkunde*, *Arzeneiwaarenberechnung*, *Rezeptirkunst* und *pharmaceutische Chemie*. Alle arzeneilich - chemische Präparate werden verfertigt, und diejenigen Pensionairs, welche sich ausschliessend der Pharmacie widmen wollen, werden in allen Geschäften des Apothekers geübt, wozu sich in meiner Apotheke gute Gelegenheit findet.

Der Cursus dauert *Ein* Jahr, und nimmt jedes Mahl einige Wochen nach Ostern seinen Anfang; ausser dieser Zeit kann auch Niemand eintreten. Da ich mich nur auf eine kleine Anzahl Pensionairs einschränke, und der fest gesetzte Numerus immer ziemlich bald zusammen kommt, so muss ich diejenigen, welche mit anzutreten wünschen, ersuchen, mir gefälligst bald davon Nachricht zu ertheilen, wenigstens bis Ende des Januars.

Die nöthigen Schulkenntnisse setze ich bei jedem Zöglinge voraus, so wie eine sittliche Erziehung. An Kopf und Herz verdorbene Jünglinge schicke ich wieder zurück, denn ich habe die Erfahrung gemacht, dass sie nicht zu bessern waren, und dass ihr böses Beispiel einen nachtheiligen Einfluss auf die Andern hatte.

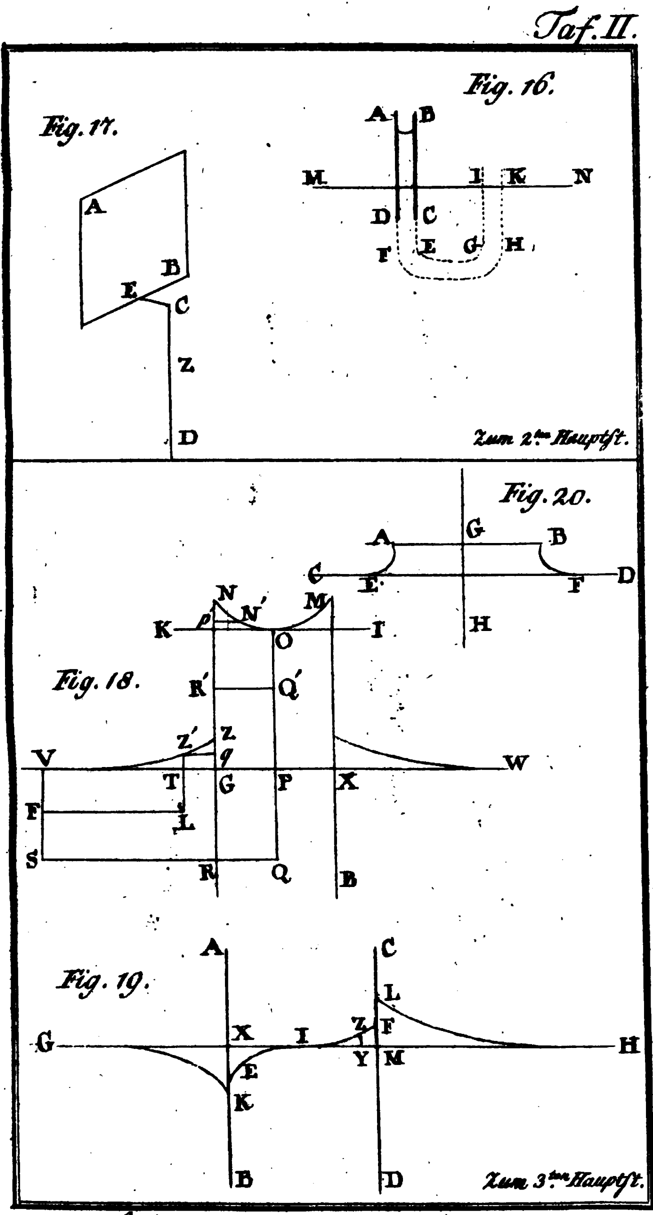
Die Zöglinge wohnen bei mir, unterwerfen sich meiner unmittelbaren Aufsicht und der fest gesetzten Ordnung. Für Bett, Meubles, Licht, und Heitzung sorge ich ebenfalls.

Diejenigen Pensionairs, welche bereits schon die Apothekerkunst auf gewöhnlichem Wege erlernt haben, und mit mehrern praktischen Geschäften des Apothekers vertrauet sind, brauchen nur *Einen* Cursus zu machen, und das ist auch der Fall mit denen, die sich auf das Studium der Arzeneikunde, der Kameralwissenschaften, u. s. w. vorbereiten wollen. Diejenigen aber, welche sich zu Apothekern bilden wollen, und noch nie mit Pharmacie beschäftigt haben, brauchen eine längere Zeit; denn das Praktische der Pharmacie erlernt auch der fleissigste und der beste Kopf nicht in *Einem* Jahre. — Diese letztern kann ich aber nicht immer aufnehmen, denn es kommt darauf an, ob eben eine Stelle vacant ist.

Wer die übrigen Bedingungen zu erfahren wünscht, beliebe sich in frankirten Briefen an mich zu wenden.

Erfurt, im September 1809.

D. *Johann Bartholomä Trommsdorff.*


Taf. II.
Fig. 16.
Fig. 17.
Zum 2ten Hauptst.
Fig. 20.
Fig. 18.
Fig. 19.
Zum 3ten Hauptst.

ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, EILFTES STÜCK.

I.

Elektrisch-chemische Untersuchungen über die Zersetzung der Erden;

und Bemerkungen

über die Metalle aus den alkalischen Erden; und über ein mit Ammoniak erzeugtes Amalgam;

von

Humphry Davy, Esq.

Secr. der königl. Soc. und Prof. der Chemie an der Roy. Instit. zu London.

(Vorgel. in der königl. Soc. zu London am 30. Jun 1808.)

Zweite Hälfte.

Frei übersetzt von Gilbert.

Die erste Hälfte dieser merkwürdigen Untersuchungen habe ich dem Leser im vorigen Bande der *Annalen*, Heft 8, S. 365, vorgelegt. Sie beschäftigte sich mit der Metallisirung der alkalischen Erden und der übrigen Erden, theils durch galvanische Elektricität, theils durch Einwirkung des Kaliums auf die Erden. Die zweite Hälfte hängt mit der ersten so lose zusammen, dass sie sich unbeschadet des Verstehens von ihr trennen liess;

eine Trennung, bei der ich zur Absicht hatte, dem Leser das Vergnügen zu verlängern, einen der Genievollsten Forscher, die sich mit den experimentirenden Wissenschaften beschäftigt haben, festen Trittes in dem Felde einer neuen Wissenschaft, (der elektrisch-chemischen, wie Davy sie nennt,) vorwärts eilen, und seine Mittel und die erwiesenen Resultate bei jedem Schritte sich bedeutend vermehren zu sehen. Diese zweite Hälfte beginnt mit Untersuchungen über das flüchtige Alkali; und hier vorläufig eine Bemerkung über die deutsche Benennung dieses problematischen Wesens. Der Name, mit dem ich es lange Zeit über in diesen Annalen (der französischen Nomenklatur entsprechend) bezeichnet habe, ist *Ammoniak*; um für meinen Theil zur Uebereinstimmung in unsern chemischen Kunstwörtern, so viel ich kann, beizutragen, hatte ich mich indess vor Kurzem zu der Biegung: *Ammonium*, bequemt. Der Leser wird in dieser Abhandlung den Grund finden, warum wir bei dieser Umstaltung des Worts nicht ohne Zweideutigkeit bleiben können, und ich die deutschen Chemiker einladen zu müssen glaube, mit mir zu der Benennung *Ammoniak* zurück zu kehren, die es vielleicht besser gewesen wäre, gar nicht zu verlassen.

Gilbert.

---

4. *Bildung, Natur und Eigenschaften eines mit Ammoniak erhaltenen Amalgams.*

Der Professor Berzelius und der Doctor Pontin in Stockholm erwähnen in der Nachricht, welche sie mir von ihren Versuchen mitgetheilt haben *), einer sehr merkwürdigen und wichtigen

*) Ueber die Darstellung von Amalgamen aus den Alkalien und alkalischen Erden, nach Art der Herren Seebeck, Trommsdorff u. a.; vergl. Heft VIII, S. 375. *Gilb.*

Erfahrung. Sie betrifft die Desoxydirung und Amalgamirung der zusammen gesetzten Basis des Ammoniaks, und diese scharfsinnigen Naturforscher sehen darin einen strengen Beweis, dass das Ammoniak ein Oxyd mit zweifacher Basis ist. Sie bringen nämlich in den Volta'schen Kreis Quecksilber und eine Auflösung von Ammoniak, die mit einander in Berührung sind, und elektrisiren das erstere negativ. Während der Einwirkung nimmt das Quecksilber an Umfang allmählich zu, und wenn es sich bis zum Vierfachen oder Fünffachen seines anfänglichen Raumes ausgedehnt hat, so ist es ein fester Körper von weicher Consistenz. Dieser Körper besteht, nach ihnen, aus Quecksilber und aus der desoxydirten Basis des Ammoniaks; als Beweise dafür sehen sie an, *erstens*, die Wiedererzeugung von Quecksilber und Ammoniak, welche, unter Verschluckung von Sauerstoff eintritt, so bald der Körper der Luft ausgesetzt wird; und *zweitens* die Wiedererzeugung beider im Wasser unter Entbindung von Wasserstoff-Gas.

Eine Operation, in welcher der Wasserstoff und der Stickstoff metallische Eigenschaften äussern, oder einen metallischen Körper, wie es scheint, aus ihren Elementen bilden, muss die Aufmerksamkeit der Chemiker auf sich ziehen. Das besondere Interesse, welches sie für mich in Beziehung auf die elektrisch-chemische Wissenschaft hatte, veranlasste mich, die Umstände, worauf es bei ihr ankommt, einzeln und genau zu untersuchen.

Als ich das Verfahren der schwedischen Chemiker wiederholte, fand sich, daſs eine beträchtliche Zeit erfordert wird, um 50 bis 60 Grain Quecksilber in Berührung mit einer gesättigten Auflösung Ammoniak in Amalgam zu verwandeln, und daſs dieses Amalgam sich stark selbst in der kurzen Zeit verwandelt, welche nöthig ist, um es aus der Auflösung heraus zu nehmen. Doch bestätigten sich dabei alle Resultate, welche sie angegeben haben. Ich fand sehr bald einfachere und leichtere Mittel, um diese Wirkung unter Umständen zu erhalten, welche mehr geeignet waren, eine deutliche Analyse zuzulassen.

Die elektrisch-chemischen Versuche, welche ich in meiner Baker'schen Vorlesung für das J. 1806 bekannt gemacht habe *), lehren, daſs das Ammoniak aus seinen Salzen an der negativen Oberfläche in der Volta'schen Kette entbunden wird. Daraus zog ich damahls den Schluſs, es müsse sich auf diese Art auf das Ammoniak einwirken lassen, während es in dem so genannten Zustande des Entstehens sey; statt daſs ich hätte schlieſsen sollen, das Ammoniak lasse sich unter dieser Einwirkung leichter desoxydiren und mit dem Quecksilber verbinden.

Dieser letzten Ansicht gemäſs verfuhr ich nun folgender Maſsen. Ich machte in ein Stückchen *Salmiak* eine Höhlung, in die ich einen Quecksil-

*) Diese *Annalen*, B. XXVIII, (Jahrg. 1808, St. 1) S. 28.
Gilbert.

bertropfen goss, der ungefähr 50 Grain wog, befeuchtete den Salmiak ein wenig, um ihn zum Leiter zu machen, legte ihn auf ein Platinblech, und setzte dieses Blech mit dem positiven Ende eines mächtigen Trogapparats, das Quecksilber dagegen durch einen Platindraht mit dem negativen Ende desselben in Verbindung. Sogleich zeigte sich die Einwirkung auf das Salz durch ein lebhaftes Aufbrausen und eine starke Erhitzung. In wenig Minuten war das Kügelchen bis zu dem Fünffachen seines anfänglichen Raumes angewachsen, und glich einem Zinkamalgam. Metallische Krystallisationen gingen davon, wie von einem Mittelpunkte, aus, und frassen sich in das Salz ein, in welchem sie eine Art von Vegetation bildeten, die sich oft in ihren Berührungspunkten mit dem Salmiak färbte, und wenn die Kette geöffnet wurde, schnell verschwand, wobei ein ammoniakalischer Rauch aufstieg, und das Quecksilber wieder entstand.

Auch mit einem wohl genässten Stücke *kohlensaurem Ammoniak* gelang der Process; das Amalgam bildete sich daraus eben so geschwinde. Wirkte die Batterie sehr stark, so fand sich bei diesem Desoxydations-Processe in den Höhlungen des Salzes eine schwarze Materie, die wahrscheinlich Kohle war, welche von der Zersetzung der Kohlensäure des kohlensauren Ammoniaks herrührte *).

*) Die schwarze Materie, welche sich bei den elektrischen Zersetzungs-Versuchen mit Kali und mit Natron an der

Da das *Kalium*, das *Natronium* und die Metalle der alkalischen Erden eine so grosse Anziehung auf den Sauerstoff äussern, so versuchte ich, ihrer desoxydirenden Kraft mich zu bedienen, um das Ammoniak ohne Mitwirkung der Elektricität zu amalgamiren. Der Erfolg war sehr genügend.

Liess ich Quecksilber, das mit einer geringen Menge von *Kalium*, *Natronium*, *Barium* oder *Kalcium* *) verbunden war, auf angefeuchteten Salmiak einwirken, so entstand ein Amalgam, das den sechsfachen oder siebenfachen Raum des Quecksilbers einnahm, und sehr viel mehr von der Basis des Ammoniaks zu enthalten schien, als das, welches durch die elektrischen Kräfte erzeugt worden war. Da indess immer ein Theil des Metalls, das zum Desoxydiren des Ammoniaks gebraucht wurde, bei diesen Amalgamen blieb, so will ich die *Eigenschaften des Ammoniak-Amalgams* bloss von dem durch Elektricität gebildeten hernehmen.

Wird das Amalgam aus dem Ammoniak in einer Temperatur von 70 bis 80 Grad gebildet, so hat es eine so weiche Consistenz als Butter. In der Eiskälte wird es fest, und krystallisirt in einer Masse, an der man kleine Facetten ohne genau be-

negativen Oberfläche abscheidet, und die es einigen Physikern schwer geschienen hat, zu erklären, ist, wie ich glaube, ebenfalls Kohle, welche aus der Kohlensäure herrührt, die in dem Alkali noch vorhanden war.

Davy.

*) Vergl. den vorigen Band dieser Annalen, S. 386.

Gilbert.

stimmte Figur wahrnimmt *). Das specifische Gewicht desselben ist ungefähr 3.

Der Luft ausgesetzt überzieht sich dieses Amalgam sehr bald mit einer weissen Kruste, welche, wie ich durch Versuche gefunden habe, kohlensaures Ammoniak ist.

Aus Wasser, worein es geworfen wird, entbindet es ein Volumen Wasserstoff-Gas, das ungefähr halb so groſs als das des Amalgams ist, und verwandelt das Wasser in eine schwache Ammoniak-Auflösung.

Schlieſst man es in eine gegebene Menge von Luft ein, so nimmt der Umfang der Luft beträchtlich zu, und das Quecksilber erscheint rein wieder. Es findet sich, daſs in diesem Falle Ammoniak-Gas von der Hälfte oder von drei Fünftel des Volumens des Amalgams entstanden, und daſs vom Sauerstoff-Gas so viel verschwunden ist, als der siebzehnte oder achtzehnte Theil des Ammoniaks beträgt **).

Wird es in salzsaures Gas getaucht, so überzieht es sich augenblicklich mit salzsaurem Ammoniak, und es wird eine geringe Menge Wasserstoff-Gas entbunden.

*) Ich vermuthe, nach ihrem Aussehen, daſs die Krystalle Würfel sind. Auch das *Kalium-Amalgam* krystallisirt in Würfeln; diese sind aber eben so schön und manchmahl eben so groſs als die des Wismuths. *Davy.*

**) Dieser Versuch bestätigt meine Vermuthung über die Menge von Sauerstoff, welche das Ammoniak enthält. Da indeſs Wasser bei demselben gegenwärtig ist, und dieses sich unmittelbar zeigen könnte, so sind die Data dieser Verhältnisse nicht völlig genau. *Davy.*

In Schwefelsäure bedeckt es sich mit schwefelsaurem Ammoniak und mit Schwefel.

Ich habe verschiedene Mittel versucht, um dieses Amalgam aufzubewahren.

Ich hatte gehofft, es würde mir gelingen, die an dem Quecksilber gebundene desoxydirte Substanz einzeln und rein zu erhalten, wenn ich das Amalgam ausser aller Berührung mit der Luft, mit Wasser und mit andern Körpern, welche Sauerstoff herzugeben vermögen, der Destillation unterwürfe. Aber alle Umstände waren diesem Erfolge entgegen. Wer es mit Barometern zu thun gehabt hat, weiss, wie fest Quecksilber das Wasser, womit es befeuchtet worden ist, zurück hält, und dass es sich davon nur durch Kochen wieder befreien lässt. Während das Amalgam durch Zersetzung des Ammoniaks gebildet wird, ist es beständig innerlich und äusserlich befeuchtet, und man darf daher nicht erwarten, dass das demselben adhärirende Wasser so leicht wegzunehmen sey. Ich habe das Amalgam mit der grössten möglichen Sorgfalt mit Löschpapier abgewischt; aber während dessen regenerirte sich eine bedeutende Menge von Ammoniak. Um es von seiner Feuchtigkeit zu befreien, versuchte ich, es durch feine Leinwand zu drücken; dabei zersetzte es sich aber vollständig, und ich erhielt bloss reines Quecksilber.

Die ganze Menge der Basis des Ammoniaks, welche sich mit 60 Grains Quecksilber verbindet, kann nicht mehr als $\frac{1}{200}$ Grain betragen, wie aus

meinen Notaten deutlich hervor geht; und um ihr allen ihren Sauerstoff wieder zu geben, bedarf es kaum des tausendsten Theils eines Grains Wasser, das ist, einer Menge, die sich kaum wahrnehmen läfst, und die der bloſse Hauch eines Menschen dem Amalgam bald mittheilen würde.

Hieraus erklärt es sich, warum Amalgam, das ich mit Löschpapier getrocknet hatte, in *Steinöhl*, worein ich es brachte, sich fast eben so schnell als in der Luft zersetzte, wobei Ammoniak und Wasserstoff-Gas erzeugt wurden. Im *Oehle* entbindet das Amalgam Wasserstoff-Gas und wird zu einer Ammoniak-Seife. In einer *Glasröhre*, in die ich es mit einem Korke verschlossen hatte, zersetzte es sich schnell in reines Queeksilber und in ein Gas, das zu $\frac{2}{3}$ oder $\frac{3}{4}$ aus Ammoniak-Gas, und das übrige aus Wasserstoff-Gas bestand *).

Der folgende Destillations-Versuch beweiset, daſs manchmahl das Amalgam, nachdem man es mit Löschpapier möglichst getrocknet hat, noch der Feuchtigkeit mehr enthält, als zur Zersetzung desselben nöthig ist. Ich brachte ungefähr ein Viertel Kubikzoll Amalgam, das ich durch Abwischen recht trocken gemacht hatte, in eine kleine Glasröhre, erhitzte diese so lange, bis das Gas alles Quecksilber heraus getrieben hatte, ver-

*) Wirkt die Luft frei auf das Amalgam, so scheint Sauerstoff von dem Wasserstoff, indem er sich entbindet, verschluckt, und das dadurch gebildete Wasser von dem Ammoniak aufgelöset zu werden. *Davy.*

schloſs ſie dann und lieſs ſie erkalten. Es ſchlug ſich in ihr Waſſer nieder, welches, wie ſich zeigte, mit Ammoniak völlig geſättigt war.

Daſs es ſcheine, die mittelſt der Metalle der Alkalien und die Metalle der alkaliſchen Erden aus Ammoniak und Queckſilber erhaltenen Amalgame, enthalten mehr von der Baſis des Ammoniaks gebunden, als die durch Elektricität gebildeten Amalgame, habe ich ſchon angeführt. Sind ſie mit einer bedeutenden Menge jener Metalle verbunden, ſo zeigen ſie ſich viel permanenter. Dreifache Verbindungen dieſer Art lieſsen ſich lange Zeit unter Steinöhl oder unter Oehl aufheben, wenn man ſie zuvor ſorgfältig abgewiſcht hatte, und erzeugten darin kaum ein wenig Ammoniak. Auch in verſchloſſenen Glasröhren blieben ſie lange Zeit über unverändert, nur daſs ſich ein wenig Waſſerſtoff-Gas aus ihnen entband.

Ich habe ein durch Kalium gebildetes dreifaches Amalgam dieſer Art, das mit Löſchpapier getrocknet worden war, in einer trockenen Röhre aus weiſsem Glaſe über Queckſilber erhitzt. Ich muſste die Temperatur bedeutend hoch bringen, wenn die Entbindung einer elaſtiſchen Flüſſigkeit ſich äuſsern ſollte; als dieſes geſchah und ſie alles Amalgam aus der Röhre heraus getrieben hatte, ſtieg beim Erkalten das Queckſilber wieder ſchnell in der Röhre herauf; ein gröſser Theil derſelben beſtand alſo entweder aus Waſſerdampf, oder aus Queckſilberdampf, oder aus etwas, welches das Queckſilber beim Erkal-

ten verschluckt. Die Menge des permanenten Gas betrug nicht die Hälfte des Volumens des Amalgams. In der Meinung, es könne wohl aus Wasserstoff und Stickstoff in einem Zustande der Desoxygenation bestehen, mischte ich ein wenig Sauerstoff hinzu; es erfolgte aber keine Veränderung des Volumens. Destillirtes Steinöhl, das ich mit diesem Gas in Berührung brachte, verschluckte davon die Hälfte, und aus der Einwirkung, welche nun das Steinöhl auf Curcumatinktur äußerte, schloss ich, dass dieses Ammoniak-Gas gewesen sey. In dem Ueberreste des zerlegten Gas fand sich das zugemischte Sauerstoff-Gas; das übrige war Wasserstoff-Gas und Stickgas, ungefähr in dem Verhältnisse von 4 zu 1.

Dieses Resultat beunruhigte mich beim ersten Anblicke; denn es schien zu beweisen, dass die Erzeugung von Ammoniak unabhängig von der Gegenwart einer Substanz sey, die Sauerstoff herzugeben vermöge, und dass die Amalgamirung desselben lediglich darauf beruhe, dass es wasserfrei und an Wasserstoff gebunden sey. Doch ergab sich mir bald von selbst eine genügende Auflösung dieser Schwierigkeit. Ich hatte etwas von dem durch Kalium gebildeten dreifachen Amalgam aus Ammoniak in eine gesättigte Ammoniak-Auflösung gethan; es äußerte auf diese nur eine sehr geringe Einwirkung; und als ich mir nun das Amalgam, noch von der Auflösung genäßt, in eine Glasröhre verschloss, so erhielt es sich in ihr fast eben so gut,

als es zuvor ganz trockenes Amalgam gethan hatte, indem sich bloss ein wenig Wasserstoff entband. Als ich aber die Glasröhre erhitzte, bildete sich nun schnell die elastische Flüssigkeit, und es zeigte sich, dass sie zu $\frac{2}{3}$ aus Ammoniak-Gas und zu $\frac{1}{3}$ aus Wasserstoff-Gas bestand.

Bei dem vorigen Versuche, bei welchem das Amalgam getrocknet worden war, scheint noch eine geringe Menge von Ammoniak-Auflösung und vielleicht auch von Kali daran kleben geblieben zu seyn. In den gewöhnlichen Temperaturen konnte diese Auflösung auf das Amalgam nicht einwirken, so bald sie sich aber in Dämpfe verwandelte, strebte sie die Basis des Ammoniaks und das Kalium zu oxygeniren, und auf diese Art wurde Wasserstoff-Gas entbunden und Ammoniak erzeugt.

Ich habe ein aus Ammoniak durch Kalium gebildetes Amalgam in einer mit Steinöhl-Dämpfen angefüllten und hermetisch verschlossenen Glasröhre, die wie ein Destillirapparat gestaltet war, auf eben die Art destillirt, wie ich es mit den Amalgamen aus den Metallen der alkalischen Erden gemacht hatte. Hierbei erhielt ich aber nur Ammoniak, Wasserstoff-Gas, Stickgas und reines Quecksilber; der Rückstand war Kalium, das stark auf das Glas eingewirkt hatte. — Bei einem andern Versuche der Art erkältete ich den zur Vorlage dienenden Theil der Röhre durch Eis, während ich den andern Theil stark erhitzte; es erschien aber keine andere condensirbare Flüssig-

keit, als Queckfilber, und die elaftifchen Produkte waren dieselben, als im vorigen Falle.

Um endlich noch einen letzten Verfuch zu machen, ein Ammoniak-Amalgam zu erhalten, von dem fich nicht annehmen liefs, dafs es adhärirende Feuchtigkeit enthalte, habe ich Kalium-Amalgam in Ammoniak-Gas erhitzt. Es überzog fich mit einer Kalihaut, nahm aber nicht an Volumen zu, und es entftand eine Menge nicht verfchluckbares Gas, das aus 5 Theilen Wafferftoff-Gas und aus 1 Theil Stickgas beftand. Das Amalgam, nachdem es heraus genommen und der Luft ausgefetzt worden war, hauchte kein Ammoniak aus. Es fcheint hiernach wefentlich erforderlich zu feyn, dafs das Ammoniak, wenn es desoxydirt, und die Bafis deffelben mit Queckfilber verbunden werden foll, im Zuftande des Entbindens, oder wenigftens in einer fo grofsen Dichtigkeit fey, als die, welche es in feinen Auflöfungen oder in den ammoniakalifchen Salzen hat.

5. *Einige allgemeine theoretifche Betrachtungen über die Metallifirung der Alkalien und der Erden.*

Je genauer wir die Eigenfchaften des Amalgams aus dem Ammoniak betrachten, defto mehr müffen fie uns auffallen. Indem fich das Queckfilber mit ungefähr $\frac{1}{12000}$ feines Gewichts einer neuen Materie vereinigt, wird es zum feften Körper; dabei nimmt es am fpecififchen Gewichte von

13,5 bis auf 3 ab, behält aber alle seine metallischen Eigenschaften, da Farbe, Glanz, Undurchsichtigkeit und Leitungs-Vermögen unverändert bleiben.

Es läſst sich kaum anders denken, als daſs eine Substanz, welche mit dem Quecksilber ein so vollkommenes Amalgam bildet, seiner Natur nach selbst metallisch ist *). Ich werde sie daher ferner hin, der Kürze halber, *Ammonium* nennen **).

*) Die Natur der Verbindungen, in welche Quecksilber mit Schwefel und mit Phosphor tritt, scheinen für diese Meinung zu sprechen. Quecksilber verliert mit dem Schwefel seine metallischen Eigenschaften, und wird als Zinnober ein Nicht-Leiter; eben so scheint nach Pelletier's Versuchen (*Ann. de Chim.*, t. 13, p. 125) Phosphor-Quecksilber keine metallischen Eigenschaften zu haben. Auf der andern Seite ist Kohle ein Leiter, und naht sich im Reiſsblei durch ihre Eigenschaften sehr den Metallen, daher sich aus der metallischen Natur des Stahls kein Einwurf gegen jene Meinung nehmen läſst. Die einzigen Thatsachen, die ich habe auffinden können, welche gegen jene Meinung zu seyn schienen, sind die metallischen Eigenschaften einiger Verbindungen des Schwefels und des Phosphors mit so genannten Halbmetallen.

Davy.

**) Ein Name, gegen den in der französischen chemischen Nomenklatur, (welche auch die Engländer fast unverändert angenommen haben,) nichts einzuwenden ist, da er den Davy'schen Namen für die andern Metalle der Alkalien und Erden (*Kalium*, *Natronium*, *Baryum*, u. s. w.) ganz analog gebildet ist; der uns aber, wie ich schon zu Anfange dieses Aufsatzes erwähnt habe, nöthigt, in der deutschen chemischen Nomenklatur bei der Benennung *Ammoniak* zu bleiben, und es uns verbietet, sie in *Ammonium* umzustalten, wie es die Mehrzahl der deutschen Chemiker gethan hatte.

Gilbert.

Aber worauf beruhen die metallischen Eigenschaften des Ammoniums? Sind Wasserstoff und Stickstoff Metalle in Gasgestalt, und also Körper, die in der gewöhnlichen Temperatur ähnliche Eigenschaften, als Zink und Quecksilber in der Glühehitze haben? *Oder* sind diese beiden Gasarten in ihrer gewöhnlichen Gestalt Oxyde, und werden sie durch Desoxydirung zu Metallen? *Oder* sind sie einfache, nicht-metallische Körper, die in ihrer Verbindung mit einander, je nachdem sie sauerstofffrei oder oxygenirt sind, ein Metall oder ein Alkali bilden?

Diese Probleme, von denen mir das zweite von Herrn Cavendish vorgelegt ist, und von denen das dritte Herrn Berzelius gehört, sind sehr wichtige Gegenstände der Untersuchung. Ich habe einige Versuche in Beziehung auf sie angestellt, doch ohne Erfolg. Durch Erhitzung von Kalium-Amalgam in Wasserstoff-Gas oder in Stickgas habe ich die Metallisirung dieses letztern nicht zu bewirken vermocht. Aus diesen Versuchen läſst sich indeſs nichts Entscheidendes gegen irgend eine der vorstehenden Vermuthungen folgern.

Ich habe in meiner Baker'schen Vorlesung für das Jahr 1807 bemerkt, „daſs sich die chemische phlogistische Theorie vertheidigen lasse, wenn man sie ein wenig modificire, und annehme, daſs die Metalle und die so genannten einfachen verbrennlichen Körper aus eigenthümlichen noch unbekannten Basen und aus der im Wasserstoff-Gas vorhandenen Materie bestehen; Metall-Oxyde, Al-

kalien und Säuren aber Zusammensetzungen solcher Basen mit Wasser sind" *). Die Erscheinungen, welche die Metalle der Alkalien zeigten, ließen sich aus dieser Hypothese erklären. Sie passt auch auf die Thatsachen, auf welche die Metallisirung der Erden und des Ammoniaks führen, und hier vielleicht noch mit mehr Evidenz. Diese Ansicht ist jedoch hier nicht so nett und einfach, als die angenommene Theorie der Oxygenation, welche ich auf jene Thatsachen angewendet habe: und die allgemeinen Thatsachen des Verbrennens dieser neuen verbrennlichen Körper und ihre Einwirkung auf das Wasser sind unstreitig viel leichter nach Lavoisier's Hypothese zu erklären. Die einzigen guten Gründe für ein gemeinsames Princip der Verbrennlichkeit folgen aus einigen neuen Analogieen, auf welche die elektrisch-chemische Wissenschaft uns führt.

Ist nämlich in dem Ammoniak-Amalgam Wasserstoff vorhanden, wie wir ihn darin erkannt haben, so leitet uns die Gegenwart desselben in einer metallischen Verbindung sehr natürlich auf die Vermuthung, dass er sich auch in den andern Metallen finde; und in den elektrischen Kräften der verschiedenen Arten von Körpern kommen Umstände vor, welche diese Meinung auf alle verbrennliche Körper überhaupt ausdehnen. Der Sauerstoff ist der einzige uns bekannte Körper, der sich für ein wah-

*) Siehe den vorigen Band dieser *Annalen*, S. 159. Anm. *Gilbert.*

wahres Element nehmen läfst. Ihn zieht im elektrischen Kreise die positive Oberfläche an, und alle zusammen gesetzten, ihrer Natur nach bekannten, Körper, die von dieser Oberfläche angezogen werden, enthalten eine beträchtliche Menge Sauerstoff. Unter den Körpern, welche von der negativen Oberfläche angezogen werden, ist der Wasserstoff der einzige, von dem sich annehmen läfst, dafs er auf eine dem Sauerstoff entgegen gesetzte Art wirkt. Sollten daher nicht alle verbrennlichen Körper, welche wir bisher für einfach gehalten haben, Wasserstoff, als gemeinsames Element, enthalten?

Wollte man dieses darthun, so müfste man die Hypothese, dafs die Alkalien, die Erden und die Metalle immer zu derselben Klasse von Körpern gehören, durch neue Versuche beweisen. Vom Platin bis zum *Kalium* findet sich eine Folge regelmäfsiger Abstufungen so wohl der physikalischen als der chemischen Eigenschaften der Metalle, die wir wahrscheinlich bis zum *Ammonium* sich erstrekken sehen würden, wenn wir diesen Körper unter einer bestimmten Gestalt darzustellen vermöchten. Platin und Gold sind im specifischen Gewichte, in der Oxydirbarkeit, und in ihren übrigen Eigenschaften vom Arsenik, vom Eisen, und vom Zinne mehr, als diese letztern vom *Barium* und *Strontium*, verschieden. Die Erscheinungen des Verbrennens sind ferner bei allen oxydirbaren Metallen

ganz analog. Gerade so, wie der Arsenik beim Verbrennen in freier Luft zu einer Säure wird, wird dabei das *Kalium* zu einem Alkali, und das *Kalcium* zu einer Erde; und eben so, wie sich das Osmium beim Verschlucken von Sauerstoff in eine flüchtige und scharfe Substanz verwandelt, gestaltet das Ammonium-Amalgam sich dabei um in flüchtiges Alkali. Nehmen wir daher an, dass das Ammoniak sich metallisirt, indem es sich mit Wasserstoff vereinigt und zugleich frei von Wasser wird; so müssen wir dasselbe Raisonnement auch auf die andern Metalle übertragen, nur mit der Abweichung, dass die Adhärenz des Phlogistons oder Hydrogens in ihnen mit ihrer Anziehung zum Sauerstoffe in umgekehrtem Verhältnisse stehen, im Platin folglich mit der grössten, im *Ammonium* mit der kleinsten Kraft gebunden seyn muss *). Sollte sich daher das Phlogiston oder der Wasserstoff von einigen Metallen, ohne Mitwirkung einer neuen Verbindung, in die es träte, trennen lassen, so müssen wir erwarten, dass dieses

*) Die gewöhnlichen Metalloxyde sind specifisch leichter, Kali und Natron dagegen specifisch schwerer als ihre Basen. Dieses läst sich nach beiden Hypothesen erklären, wenn die Dichtigkeit einer Verbindung, der Anziehung der Bestandtheile zu einander proportional ist. Es läst sich nicht annehmen, dass das Platin den Sauerstoff, bei seiner schwachen Verwandtschaft zu demselben, eben so fest, als es das *Kalium* thut, binden könne; enthalten dagegen Platin und Kalium beide Wasserstoff als Bestandtheil, so muss dieser vom Platin mit unendlich grösserer Kraft, als vom Kalium, angezogen werden. Die Schwefelsäure

bei den flüchtigsten und oxydirbarsten Metallen, z. B. bei dem Arsenik oder bei den Metallen der feuerbeständigen Alkalien geschehen werde, wenn man sie unter den elektrischen Polaritäten, und von dem Drucke der Atmosphäre befreiet, in eine starke Hitze bringt.

Wie auch neue Entdeckungen über alles dieses entscheiden mögen, die angeführten Thatsachen werden uns wenigstens immer der Einsicht in die wahre Natur der Alkalien und der Erden näher gebracht haben. Es ist von diesen Körpern etwas abgesondert worden, das zu ihrem Gewichte beitrug; man halte dieses nun für Sauerstoff, oder für Wasser, immer ist der verbrennliche Körper weniger zusammen gesetzt, als die nicht-verbrennliche Substanz, welche durch sein Verbrennen entsteht.

Es lassen sich über die neuen elektrisch-chemischen Thatsachen neue Hypothesen erdenken, in denen man noch mit weniger Elementen als in der phlogistischen oder in der antiphlogistischen

ist specifisch leichter als der Schwefel, die Phosphorsäure dagegen, in welcher die Verwandtschaft viel größer ist, specifisch schwerer als der Phosphor. Das Zinnoxyd im Holzzinne aus Cornwallis steht dem Zinne nur sehr wenig an specifischem Gewichte nach, und in diesem Beispiele ist die metallische Basis verhältnissmäßig leichter und die Anziehung zum Sauerstoff größer; und in dem Falle, wenn das Metall sehr viel leichter, und die Anziehung zum Sauerstoffe größer ist, läßt sich voraus sagen, daß das Oxyd specifisch schwerer als seine Basis seyn wird. *Davy.*

Theorie ausreicht. Gewisse elektrische Zustände fallen immer mit gewissen chemischen Zuständen der Körper zusammen. So zum Beispiel sind die Säuren allesammt negativ, die Alkalien positiv, und die verbrennlichen Körper sehr stark positiv; und werden die Säuren positiv, oder die Alkalien negativ elektrisirt, so scheinen sie (wie ich gezeigt habe) alle ihre eigenthümlichen Eigenschaften und ihre Kräfte zur Vereinigung, während dieses Zustandes, zu verlieren. In diesen Beispielen zeigen sich die chemischen Eigenschaften abhängig von den elektrischen Kräften; es ist selbst nicht unmöglich, dass dieselbe Art von Materie, wenn sie mit verschiedenen elektrischen Kräften begabt ist, unter verschiedenen chemischen Gestalten sich zeige *).

*) Siehe meine Baker'sche Vorlesung auf das Jahr 1806 (diese *Annalen*, B. XXVIII, S. 38). Das Amalgam aus dem Ammoniak hat so wohl in der phlogistischen als in der antiphlogistischen Theorie große Schwierigkeiten. In der phlogistischen Hypothese müssten wir annehmen, der Stickstoff werde, wenn er sich mit dem vierten Theil seines Gewichts an Wasserstoff verbindet, zu einem Alkali, und wenn er sich noch mit einem Zwölftel Wasserstoff mehr verbindet, zu einer Säure. In der antiphlogistischen Theorie müssen wir behaupten, dass, ungeachtet der Stickstoff zum Sauerstoffe eine kleinere Verwandtschaft als der Wasserstoff hat, doch eine Verbindung aus Wasserstoff und Stickstoff das Wasser zu zersetzen vermag. Die erste Behauptung ist jedoch weit mehr im Widerspruche mit der gewöhnlichen Verkettung der chemischen Thatsachen, als die zweite, bei der sich zwar die Schwierigkeit nicht ganz wegräumen läſst. Denn auch die Legierungen und die Verbindungen verbrennlicher Körper

Ich theile diese Ideen hier mit, ohne doch einen grofsen Werth auf sie zu legen. Noch ist die Chemie nicht reif genug zu Untersuchungen dieser Art; die feinsten Kräfte der Natur haben wir kaum angefangen wahrzunehmen, und die allgemeinen Ansichten über sie beruhen noch auf einer sehr schwachen und unvollkommenen Grundlage. Welches Schicksal indess auch der speculative Theil dieser Untersuchung haben mag, so sind doch, wie ich hoffe, die Thatsachen, welche ich hier bekannt gemacht habe, mehrerer Anwendungen fähig, und es werden aus ihnen einige Naturerscheinungen sich erklären lassen.

Die Metalle der Erden können nicht an der Oberfläche unsers Erdkörpers bestehen; es wäre aber wohl möglich, dafs sie sich im Innern dessel-

mit einander sind oxydirbarer, als die einfachen Substanzen, aus denen sie bestehen. Schwefel-Eisen zersetzt das Wasser in den gewöhnlichen Temperaturen mit Leichtigkeit, während unter gleichen Umständen der Schwefel gar keine, und Eisen nur eine sehr geringe Wirkung auf das Wasser hat. Die Verbindung aus Phosphor und Wasserstoff ist leichter entzündlich, als jeder ihrer beiden Bestandtheile einzeln. Aus einer Theorie über den Einfluss der elektrischen Kräfte auf die chemischen Formen der Materien, würden sich die Thatsachen, welche das *Ammonium* betreffen, leichter auflösen lassen. Man könnte in einer solchen neuen Theorie das *Ammonium* für einen einfachen Körper nehmen, der in Verbindung mit verschiedenen Mengen von Wasser und in verschiedenen elektrischen Zuständen Stickstoff, Ammoniak, atmosphärische Luft, oxydirtes Stickgas, Salpetergas, und Salpetersäure bilde. Wasser müfste nach dieser Theorie ein wesentlicher Bestandtheil aller Gasarten seyn, doch würde die elektrische

ben fänden; und wäre das der Fall, so liesse sich darauf eine Theorie der vulkanischen Phänomene, der Lava und des Ursprungs und der Wirkungen des unterirdischen Feuers *), vielleicht selbst eine allgemeine geologische Hypothese gründen.

Das Leuchten der Meteore, die sich bei Steinregen zeigen, ist einer der sonderbarsten Umstände dieser bewundernswürdigen Phänomene. Dieses Leuchten würde sich erklären lassen, wenn man annähme, dass die Massen, welche aus der

Beschaffenheit desselben im Sauerstoff-Gas und im Wasserstoff-Gas wahrscheinlich der entgegen gesetzt seyn müssen, welche Herr Ritter und einige englische Chemiker angenommen haben. Positiv elektrisirtes Wasser würde nämlich Wasserstoff-Gas, negativ elektrisirtes Sauerstoff-Gas seyn müssen; und so wie bei den physikalischen Versuchen über die Temperaturen, aus Eis und Dampf, durch Compensation der Wärme, Wasser entsteht, so würden bei den chemischen Versuchen über die Erzeugung des Wassers, die positive Elektricität des Wasserstoff-Gas und die negative des Sauerstoff-Gas sich in gewissen Verhältnissen einander aufheben, und bloss Wasser das Resultat seyn. Doch man nehme nun das *Ammonium* in einer solchen Theorie für einfach oder für zusammen gesetzt, immer wird man die Anziehung desselben zum Sauerstoffe dem stark positiv-elektrischen Zustande des Ammoniums zuschreiben müssen, welcher sich durch das mächtige Bestreben desselben, sich in dem Volta'schen Kreise nach der negativen Oberfläche hin zu begeben, äussert. *Davy.*

*) Nehmen wir an, dass im Innern der Erde die Metalle der Erden und der Alkalien, verbunden mit den gewöhnlichen Metallen, in grosser Menge vorhanden sind, so wird, wenn sie zufällig mit Luft oder mit Wasser in Berührung kommen, ein unterirdisches Feuer, und als Produkt eine erdige oder steinige Masse entstehen, die den Laven analog ist. *Davy.*

Luft herab fallen, in unsere Atmosphäre im metallischen Zustande eintreten, und dass die Erden, aus denen sie grössten Theils bestehen, durch Verbrennen erzeugt werden. Doch hängt diese Idee nur sehr lose mit dem Ursprunge oder den Ursachen dieser Phänomene zusammen.

ZUSATZ

über einige Bemerkungen der HH. Gay-Lussac *und* Thenard, *und ob das Kalium aus Kali und Wasserstoff besteht* *).

Nachdem ich die Thatsachen, von welchen der gegenwärtige Aufsatz handelt, der königlichen Gesellschaft der Wissenschaften schon vorgelegt hatte, fand ich in einem Blatte des *Moniteurs* (Jahr 1808, Nr. 148.), das ich so eben erhalte, die Beschreibung einiger sehr merkwürdigen Versuche der HH. Gay-Lussac und Thenard, aus deren einem diese Naturforscher schliessen, „das „*Kalium* scheine nichts anders als eine Verbindung „von Kali mit Wasserstoff zu seyn" **). Als sie nämlich Kalium mit Ammoniak-Gas erhitzten, wurde dieses Gas verschluckt, und es entband sich ein Volumen Wasserstoff-Gas, welches $\frac{2}{3}$ von dem

*) In dem Originale ist das, was ich hier als Zusatz hersetze, eine unter dem Texte fortlaufende Anmerkung.
Gilbert.

**) Diese Notiz aus dem *Moniteur* vom 27. Mai 1808 habe ich dem Leser dieser *Annalen* im Juni-Stücke 1808 (B. XXIX, S. 135) und vervollständigt im 5. Stücke, 1809 (*Neue Folge*, B. II, S. 23) mitgetheilt; die angef. Stelle S. 36. *Gilb.*

anfänglichen Volumen des Ammoniak-Gas betrug; das Kalium nahm dabei eine grau-grüne Farbe an, und als es darauf stark erhitzt wurde, entband sich daraus noch $\frac{2}{5}$ der anfänglichen Menge des Ammoniak-Gas und so viel Wasserstoff-Gas und Stickgas, als $\frac{1}{5}$ oder etwas mehr des Ammoniak-Gas entsprach; als sie endlich Wasser hinzu steigen liefsen und aufs Neue starke Hitze gaben, erhielten sie den Ueberrest des Ammoniak-Gas, und als Rückstand nichts als Kali.

Die Erscheinungen bei diesen zusammen gesetzten Processen lassen sich eben so gut erklären, wenn man annimmt, das Kalium sey einfach, als aus der Voraussetzung, es sey ein zusammen gesetzter Körper; und überlegt man die Thatsachen, welche ich in der gegenwärtigen und in meiner vorjährigen Abhandlung bekannt gemacht habe, so kann man unmöglich die Ansicht billigen, welche diese ausgezeichneten Chemiker in ihrer Notiz aufgefafst haben.

Das Kali hat keine Verwandtschaft zum Ammoniak; davon habe ich mich durch zahlreiche Versuche überzeugt; und es verschluckt das Ammoniak-Gas nicht, wenn man sie mit einander erhitzt. Und doch würde nach ihrer Theorie dieses Gas, welches keine Verwandtschaft zum Kali hat, einen andern Körper davon abscheiden, der innig mit dem Kali vereinigt ist, und sich auf keine andere Art davon trennen liefse; dieses ist in der That nicht zu begreifen.

Ein Theil des Wasserstoff-Gas, das sich in ihrem Versuche entband, kann von dem Wasser herrühren, welches in dem Ammoniak-Gas enthalten war; doch bei weitem nicht alles, weil man sonst annehmen müsste, das Ammoniak-Gas enthalte über die Hälfte seines Gewichts an Wasser. Man sieht aber nicht, warum das Wasserstoff-Gas nicht alles durch Zersetzung des Ammoniaks sollte entstanden seyn können. Das *Kalium* kann im ersten Grade von Oxygenation zum Stickstoffe Verwandtschaft haben; oder es kann in dem Augenblicke, wenn es mit dem Ammoniak in Verbindung tritt, von diesem letztern einen Antheil Wasserstoff-Gas abscheiden; und da alles Ammoniak sich nicht anders wieder erzeugen läfst, als wenn Wasser mit einwirkt, so kann vielleicht das Wasser den übrig bleibenden Elementen des Ammoniaks den Wasserstoff und etwas Sauerstoff, und dem *Kalium* den übrigen Sauerstoff zuführen.

Bevor man endlich schliessen darf, dafs in diesem Versuche eine metallische Substanz zersetzt worden sey, müsste bewiesen werden, dafs der Stickstoff keine Veränderung erlitten habe.

Blosses Kali mit Wasserstoff verbunden kann das *Kalium* nicht seyn. Dieses glaube ich durch einen Versuch darthun zu können, zu dem ich durch die wichtige Thatsache veranlafst worden bin, dafs das *Kali sich durch Eisen zersetzen läfst*, durch ein Verfahren, welches die HH. Gay-Lussac und Thenard umständlich beschrieben haben.

Ich erhielt 1 Unze Kali einige Zeit lang im Glühen in einer eisernen Röhre, die sich in einem Flintenlaufe befand, in welchem zugleich $1\frac{1}{2}$ Unzen Eisen-Drehspäne bis zum Glühen erhitzt wurden. Als ich den Draht zurück zog, welcher die Röhre verstopfte, die das Kali enthielt, und nun das Alkali mit dem Metall in eine freie Verbindung trat, entwickelte sich, so bald beide mit einander in Berührung kamen, ein gasförmiger Körper. Diesen fing ich in einem schicklichen Apparate auf; und ob gleich sich etwas in der Luft verlor, während er durch das Kali hindurch ging, so erhielt ich doch davon beinahe einen halben Kubikfuss. Die Prüfung zeigte, dass es Wasserstoff-Gas war. In der Röhre fanden sich zwei Produkte: *erstens*, wenige Gran *Kalium*, das mit etwas Eisen verbunden war, und sich während der Operation sublimirt hatte; und *zweitens* eine weisse, feuerbeständige, metallische Substanz, welche aus einer Legierung von Eisen mit *Kalium* bestand. Das erste dieser Produkte entzündete sich, als ich es auf Wasser warf, und glich in seinen Eigenschaften dem reinen *Kalium*, nur dass es ein grösseres specifisches Gewicht und eine minder glänzende Farbe hatte, und beim Anlaufen in der Luft einen viel dunkleren Teint als das reine *Kalium* annahm.

Das glühend geschmelzte Kali ist die reinste Form, unter der wir dieses Alkali kennen. Diesem Versuche zu Folge würden wir aber, der Theo-

wie der HH. Gay-Lussac und Thenard gemäß, annehmen müssen, dass dieses Kali noch Wasser enthält, und zwar in solcher Menge, dass sich daraus Wasserstoff genug entbinden konnte, um das Kali (nach ihnen) zu metallisiren und noch in Menge als freies Wasserstoff-Gas zu entweichen. Das trockene Kali, wie wir es uns durch unsere Processe verschaffen, müsste also ihrer Theorie zu Folge ein zusammen gesetzter Körper seyn, der eine bedeutende Menge von einer Materie enthielte, die Wasserstoff herzugeben vermag; und was die Form und die Eigenschaften betrifft, die es haben würde, wäre es nicht mit dieser Materie verbunden, so könnten wir darüber gar nicht urtheilen; diese Frage käme daher wieder auf die vorhin behandelte allgemeine Frage zurück *).

Ich finde, dass das *Kalium*, in den elektrischen Versuchen, das Produkt des trockenen geglüheten Kali's seyn kann, und dass umgekehrt das Produkt des Verbrennens des *Kalium* in Sauerstoff-Gas ein so trockenes Alkali ist, dass eine starke Erhitzung und ein Aufkochen entsteht, wenn man Wasser hinzu bringt.

In dem Versuche der HH. Gay-Lussac und Thenard über die Einwirkung des *Kaliums* auf

*) Dass seitdem Herr d'Arcet, der Sohn, dargethan hat, dass wirklich das nach Berthollet's Art bereitete, glühend geschmelzte, Kali eine bedeutende Menge (über ein Viertel seines Gewichts) eines fremden Körpers, der höchst wahrscheinlich nichts anders als *Wasser* ist, enthalte, — wissen die Leser aus dem vorigen Bande dieser *Annalen*, St. 5, S. 40. *Gilbert.*

Ammoniak-Gas sind die Menge des in der ersten Operation entbundenen Wasserstoff-Gas, und die Menge des Wasserstoff-Gas, welche in dem in der zweiten Operation entbundenen Ammoniak-Gas enthalten ist, zusammen genommen genau der Menge von Wasserstoff gleich, welche in dem Anfangs vorhandenen Ammoniak-Gas als Bestandtheil vorhanden war. Aber es fehlt an einem Beweise, daſs hierbei das Wasserstoff-Gas aus dem *Kalium* entbunden wird; denn weder das verschwundene Ammoniak wird wieder erzeugt, noch wird das Kali anders als durch Zersetzung einer Substanz gebildet, die in ihrer Mischung Sauerstoff und Wasserstoff enthält; und wenn Kalium, Ammoniak, und Wasser hierbei auf einander einwirken, so muſs das Resultat natürlich Kali, Ammoniak, und eine Menge von Wasserstoff-Gas, der gleich seyn, welche durch die bloſse Einwirkung des Wassers auf das *Kalium* entbunden wird, welches wirklich, der Angabe nach, Statt finden soll.

In Ermangelung anderer Beweise läſst sich noch anführen, daſs die chemischen Eigenschaften des *Kaliums* so wesentlich von denen verschieden sind, welche man von einer Verbindung von Kali mit Wasserstoff erwarten sollte, daſs dadurch die Frage fast allein schon entschieden wird. Das *Kalium* wirkt weit heftiger als das Kali auf Wasser, und es findet dabei eine weit gröſsere Erhitzung Statt; wäre aber Kalium aus Kali und Wasserstoff zusammen gesetzt, so müſste die Verwandtschaft

des Kali zum Waſſer durch dieſe Verbindung, in der es ſteht, geſchwächt werden, auch die Erhitzung kleiner ſeyn, da das Waſſerſtoff-Gas Wärme mit fort führt. Das *Kalium* brennt im kohlenſauren Gas, und ſchlägt daraus den Kohlenſtoff nieder; Waſſerſtoff-Gas, das mit kohlenſaurem Gas elektriſirt wird, verwandelt dagegen dieſes in gasförmiges Kohlenſtoff-Oxyd. — Das Kali hat eine ſehr kleine Verwandtſchaft zum Phosphor, und gar keine zum Arſenik; und doch äuſsert, nach den Verſuchen der HH. Gay-Luſſac und Thenard, das *Kalium* eine ſo groſse Verwandtſchaft auf beide, daſs es das Phosphor-Waſſerſtoff-Gas und das Arſenik-Waſſerſtoff-Gas zerſetzt, und zwar das erſtere unter Entzündung; wie ſoll aber Waſſerſtoff unter einer Form, von Waſſerſtoff unter einer andern Form, Phosphor oder Arſenik trennen können?

Lieſse ſich der Verſuch der HH. Gay-Luſſac und Thenard allein aus der Annahme erklären, daſs der Waſſerſtoff aus dem *Kalium* herrührt, ſo würde dieſe Thatſache ein wichtiges Zeugniſs für die Theorie des Phlogiſtons abgeben. Doch würde ſie immer nicht darthun, daſs das *Kalium* aus Waſſerſtoff und Kali zuſammen geſetzt iſt, ſondern nur, daſs es aus Waſſerſtoff und aus einer unbekannten Baſis beſteht, und daſs das Kali eine Verbindung dieſer Baſis mit Waſſer iſt.

[Das Folgende war in dem gedruckten Exemplare, welches Herr Davy von ſeiner Abhandlung

nach Frankreich geschickt hat, mit der Feder beigeschrieben.]

Seit dem ich dieses geschrieben habe, ist die gegenseitige Einwirkung des *Kaliums* und des *Ammoniaks* auf einander, unter abgeänderten Umständen, von mir untersucht worden. Wenn man den Versuch unter Berührung mit Platin *), und so, dass alle Feuchtigkeit ausgeschlossen ist, anstellt, so reproducirt sich kaum ein wenig Ammoniak, und durch Destillation in einer sehr starken Hitze erhält man etwas mehr als die Hälfte des Wasserstoffs und des Stickstoffs, die in der Zusammensetzung geblieben waren. Es zeigt sich dann in diesem Versuche ein Verlust an Stickstoff; und statt dieses Stickstoffs lässt sich nichts finden, es sey denn Sauerstoff, der sich mit dem Kalium verbunden habe, und ein wenig Wasserstoff.

Ich bin durch zahlreiche Versuche, die mich beinahe vier Monathe beschäftigt haben, auf eine sehr starke und erstaunende Folgerung geführt worden, der ich so lange als möglich widerstanden habe: dass nämlich Ammoniak und Wasser aus einerlei *ponderabler* Materie bestehen; und dass ihre eigenthümlichen Formen und die Formen der Gasarten, welche sie hergeben (des Sauerstoffgas und Wasserstoffgas, Stickgas und der Zusammensetzungen aus Stickstoff und Sauerstoff) auf elektrischen Kräften oder *imponderabeln* Wirkungsmitteln beruhen.

*) *Par le contact du Platine;* das heisst wahrscheinlich so, dass beide Körper bloss mit Platin in Berührung sind.
Gilbert.

II.

Zwei Berichte
des Herrn
La Place.

Als Einleitung zu dem folgenden Auffatze.

Frei überfetzt von Gilbert *).

---

1. *Ueber das fcheinbare Anziehen und Zurückftoſsen, welches ſich bei kleinen Körpern zeigt, die auf der Oberfläche eines Flüſſigen ſchwimmen.*

Ich habe in meiner Theorie der Haarröhren-Kraft der Analyfe den Fall unterworfen, wenn zwei fenkrechte und parallele, einander fehr nahe, Platten, die mit ihren untern Enden in eine Flüſſigkeit eingetaucht find, einander anziehen. Ich habe gezeigt, daſs, wenn diefe Platten von gleicher Materie find, die Haarröhren-Kraft fie einander zu nähern ftrebt, gleich viel, ob das Flüſſige in der

*) Herr La Place hat den erften diefer Berichte am 29. Sept. und den zweiten am 24. Novemb. 1806 in der erften Klaffe des National-Inftituts vorgelefen. Beide übertrage ich hierher aus dem *Journ. de Phyf.* 1806, t. 2, als eine zweckmäſsige, populäre und doch ziemlich umftändliche, Einleitung zu dem dritten Haupttheile feiner Unterfuchungen über die haarröhren-artigen Erfcheinungen. *Gilbert.*

Berührung mit ihnen angehoben oder herab gedrückt wird, wie das erstere bei Elfenbein-Platten, das zweite bei den Blättchen des venetianischen Talks geschieht, wenn man sie in Wasser taucht; letztere, die sich fettartig anfühlen lassen, werden vom Wasser nicht genäfst. Die beiden Platten erleiden unter diesen Umständen jede einen Druck nach der andern zuwärts, der sich folgender Massen bestimmen läfst. Das Flüssige wird an den beiden entgegen gesetzten Oberflächen jeder dieser Platten angehoben oder herab gedrückt, und zwar so, dass die obersten der angehobenen oder die tiefsten der herab gedrückten Theile in gerader und horizontaler Linie liegen. Sind die Platten einander sehr nahe, so wird das Flüssige an der innern Seite, die sie einander zuwenden, stärker als an der äufseren angehoben oder herab gedrückt. „Nun denke man sich ein Parallelepip lum des Flüssigen, das zur Grundfläche den Fläc enraum hat, der zwischen jenen beiden Horizontallinien liegt, welche durch die Grenzen der Anhebung oder des Niederdrükkens an beiden Seitenflächen gehen, und dessen Höhe gleich ist der halben Summe der Gröfsen, um welche das Flüssige an der innern und an der äufsern Seite jeder Platte über das Niveau erhoben oder unter dasselbe herab gedrückt ist. Das Gewicht eines solchen Parallelepipedums des Flüssigen ist dem Drucke gleich, der jede der Platten nach der andern zu treibt." Dieses Theorem lehrt uns die wahre Ursache der scheinbaren Anziehung

ken-

kennen, die sich zwischen schwimmenden Körpern zeigt, wenn das Flüssige in der Berührung mit ihnen angehoben oder herab gedrückt wird.

Nun aber lehrt uns die Erfahrung, dass diese Körper einander abstoſsen, wenn der Eine das Flüssige anhebt, indeſs der Andere es herab drückt. Ich habe meine Analyse auf dieses scheinbare Abstoſsen angewendet, und sie hat mich zu folgenden Resultaten geführt, welche die Theorie der Haarröhren-Kraft vervollständigen, und von denen ich geglaubt habe, daſs sie die mathematischen Physiker interessiren werden.

Die beiden Platten mögen wieder senkrecht und mit einander parallel seyn, und das in allen Entfernungen bleiben. Man denke sich den Durchschnitt, den eine auf beide senkrecht stehende Vertikal-Ebene mit der Oberfläche des Flüssigen zwischen beiden Platten macht. Diese Durchschnittslinie hat einen Wendungspunkt, wenn beide Platten einige Centimeter von einander entfernt sind. Nähert man sie einander, so rückt der Wendungspunkt weiter nach einer von ihnen hin; und zwar nach der Platte, welche das Flüssige herab drückt, im Fall an den äuſseren Seiten das Flüssige mehr angehoben als herab gedrückt ist; dagegen nach der, welche das Flüssige anhebt, im umgekehrten Falle. Immer bleibt der Wendungspunkt in dem Niveau des Flüssigen, welches sich in dem Gefäſse befindet, in das die Platten eingetaucht sind, und immer steht das Flüssige an der innern Seite

der Platten an der einen weniger hoch, an der andern weniger tief, als an den äufsern Seiten. In diesem Zustande scheinen die beiden Platten einander abzustofsen; und dieses findet, wenn man fortfährt sie einander näher zu bringen, so lange Statt, als noch ein Wendungspunkt vorhanden ist. Dieser fällt zuletzt in eine der beiden innern Seitenflächen der Platten. Auch über diese Grenze hinaus findet noch Abstofsung Statt, endlich aber wird sie bei weiterer Annäherung der Platten an einander null, und verwandelt sich in Anziehung. In diesem Augenblicke steht das Flüssige an der innern und an der äufsern Seite der näfsbaren Platte in gleichen Höhen über dem Niveau; und an der andern Platte steht es an der innern Seite eben so hoch über, als an der äufsern Seite unter dem Niveau. Das Abstofsen verwandelt sich so in ein Anziehen für beide Platten in demselben Augenblicke. Nähert man sie einander noch mehr, so ziehen sie sich wirklich an, und kommen mit einander durch beschleunigte Bewegung in Berührung. Die Platten geben auf diese Art die merkwürdige Erscheinung einer auf sehr kleine Entfernungen beschränkten Anziehung, die sich über eine gewisse Grenze hinaus in Abstofsung verwandelt; eine Erscheinung, welche uns die Natur auch beim Ablenken des Lichts dicht an der Oberfläche der Körper, und bei den elektrischen und magnetischen Anziehungen zeigt. Es giebt indefs einen Fall, in welchem die Platten sich in jeder, auch noch so klei-

nen Entfernung von einander abſtoſsen; wenn nämlich die Gröſse, um welche die eine das Flüſſige anhebt, genau der gleich iſt, um welche die andere daſſelbe niederdrückt. Die flüſſige Oberfläche zwiſchen beiden Platten hat dann immer eine Wendungslinie, und dieſe liegt in ihrer Mitte.

Die Geſtalt der Oberfläche des Flüſſigen zwiſchen den beiden Platten wird durch eine Differential-Gleichung gegeben, deren Integration im Allgemeinen von der Rectification der Kegelſchnitte abhängt, ſich alſo nicht durch einen endlichen Ausdruck geben läſst. Dieſes wird indeſs möglich für die Entfernung der beiden Ebenen von einander, in welcher die Abſtoſsung ſich in Anziehung verwandelt: dann läſst ſich die Entfernung in einer Function der Gröſse, um welche das Flüſſige an den äuſsern Seiten der Platten erhoben und nieder gedrückt wird, geben. Man findet auf dieſe Art, daſs dieſe Entfernung unendlich groſs iſt, wenn das Flüſſige an der äuſsern Seite der nicht-näſsbaren Platte nur unendlich wenig nieder gedrückt wird; und daraus folgt, daſs die beiden Platten ſich alsdann nie zurück ſtoſsen. Auch bei merkbarem Niederdrücken an der Auſsenſeite kann daſſelbe Statt finden, wenn das Reiben an der Innenſeite macht, daſs hier das Flüſſige ein wenig höher ſteht, als es ohne dieſs ſtehen würde; eine Wirkung, der analog, die man täglich beim Fallen des Barometers wahrnehmen kann. Noch erhellt aus dieſer Analyſe, daſs, wenn die Ober-

fläche der näſsbaren Platte befeuchtet iſt, die beiden Platten ſich in einer ſehr merkbaren und gröſsern Entfernung, als zuvor, anziehen werden. Man darf alſo nicht ſagen, daſs zwei Platten, von denen die eine näſsbar iſt, die andere nicht, ſich immer zurück ſtoſsen werden. Es tritt hier etwas Aehnliches ein, als bei zwei Kugeln, die gleichartig elektriſirt ſind, und ſich dennoch anziehen, wenn man die Intenſität ihrer Elektricitäten und ihre Entfernung danach abändert.

Das Beſtreben, welches die beiden Platten zeigen, ſich eine der andern zu nähern, und ihr gegenſeitiges Abſtoſsen, laſſen ſich vermöge der beiden folgenden Theoreme ſchätzen.

Aus welcher Materie auch die beiden Platten beſtehen, immer ſtrebt die eine zur andern hin mit einer Kraft, welche gleich iſt dem Gewichte eines Parallelepipedons des Flüſſigen, das zur Länge die Länge der Platte in horizontaler Richtung, zur Breite die halbe Summe der Höhen hat, um welche das Flüſſige an der innern und an der äuſsern Seite der Platte über das Niveau angehoben iſt; und zur Höhe die Differenz dieſer beiden Anhebungen. Vertiefung über dem Niveau muſs man hierbei für negative Anhebung nehmen. Iſt das Produkt jener drei Gröſsen negativ, ſo tritt ſtatt Anziehung Zurückſtoſsung ein.

Sind die Platten einander ſehr nahe, ſo iſt die Höhe, um welche das Flüſſige zwiſchen ihnen

angehoben ist, ihrem Abstande von einander verkehrt proportional, und gleich der halben Summe der Anhebungen, die Statt finden würden, wenn die beiden Platten ein Mahl aus der Materie der ersten, und das zweite Mahl aus der Materie der andern Platte beständen. Auch hier muss man die Anhebung negativ setzen, wenn statt ihrer Vertiefung Statt findet.

Man sieht aus diesen Theoremen, dass die abstossende Kraft im Allgemeinen sehr viel schwächer als die anziehende Kraft ist, die sich, wenn die Platten einander sehr nahe sind, entwickelt, und sie dann mit beschleunigter Bewegung eine zur andern führt. In diesem Falle ist die Anhebung des Flüssigen zwischen den beiden Ebenen im Vergleiche mit der an der äussern Seite derselben sehr gross, und man kann daher das Quadrat der letztern Anhebung im Vergleiche mit dem Quadrate der erstern vernachlässigen. Das Parallelepipedon des Flüssigen, dessen Gewicht, zu Folge des ersten Theorems, das Bestreben einer Platte nach der andern hinwärts misst, lässt sich dann ausdrucken durch das Produkt aus dem Quadrate der Anhebung des Flüssigen zwischen beiden Platten, in die halbe Länge der Platte in horizontaler Richtung. Und da diese Anhebung, dem zweiten Theoreme zu Folge, dem Abstande der beiden Platten von einander verkehrt proportional ist; so wird dieses Parallepipedon der horizontalen Länge der Platte, dividirt durch das Quadrat der Entfer-

fläche der näſsbaren Platte befeuchtet iſt, die beiden Platten ſich in einer ſehr merkbaren und gröſsern Entfernung, als zuvor, anziehen werden. Man darf alſo nicht ſagen, daſs zwei Platten, von denen die eine näſsbar iſt, die andere nicht, ſich immer zurück ſtoſsen werden. Es tritt hier etwas Aehnliches ein, als bei zwei Kugeln, die gleichartig elektriſirt ſind, und ſich dennoch anziehen, wenn man die Intenſität ihrer Elektricitäten und ihre Entfernung danach abändert.

Das Beſtreben, welches die beiden Platten zeigen, ſich eine der andern zu nähern, und ihr gegenſeitiges Abſtoſsen, laſſen ſich vermöge der beiden folgenden Theoreme ſchätzen.

Aus welcher Materie auch die beiden Platten beſtehen, immer ſtrebt die eine zur andern hin mit einer Kraft, welche gleich iſt dem Gewichte eines Parallelepipedons des Flüſſigen, das zur Länge die Länge der Platte in horizontaler Richtung, zur Breite die halbe Summe der Höhen hat, um welche das Flüſſige an der innern und an der äuſsern Seite der Platte über das Niveau angehoben iſt; und zur Höhe die Differenz dieſer beiden Anhebungen. Vertiefung über dem Niveau muſs man hierbei für negative Anhebung nehmen. Iſt das Produkt jener drei Gröſsen negativ, ſo tritt ſtatt Anziehung Zurückſtoſsung ein.

Sind die Platten einander ſehr nahe, ſo iſt die Höhe, um welche das Flüſſige zwiſchen ihnen

angehoben ist, ihrem Abstande von einander verkehrt proportional, und gleich der halben Summe der Anhebungen, die Statt finden würden, wenn die beiden Platten ein Mahl aus der Materie der ersten, und das zweite Mahl aus der Materie der andern Platte beständen. Auch hier muſs man die Anhebung negativ setzen, wenn statt ihrer Vertiefung Statt findet.

Man sieht aus diesen Theoremen, daſs die abstoſsende Kraft im Allgemeinen sehr viel schwächer als die anziehende Kraft ist, die sich, wenn die Platten einander sehr nahe sind, entwickelt, und sie dann mit beschleunigter Bewegung eine zur andern führt. In diesem Falle ist die Anhebung des Flüſsigen zwischen den beiden Ebenen im Vergleiche mit der an der äuſsern Seite derselben sehr groſs, und man kann daher das Quadrat der letztern Anhebung im Vergleiche mit dem Quadrate der erstern vernachläſsigen. Das Parallelepipedon des Flüſsigen, dessen Gewicht, zu Folge des ersten Theorems, das Bestreben einer Platte nach der andern hinwärts miſst, läſst sich dann ausdrucken durch das Produkt aus dem Quadrate der Anhebung des Flüſsigen zwischen beiden Platten, in die halbe Länge der Platte in horizontaler Richtung. Und da diese Anhebung, dem zweiten Theoreme zu Folge, dem Abstande der beiden Platten von einander verkehrt proportional ist; so wird dieses Parallepipedon der horizontalen Länge der Platte, dividirt durch das Quadrat der Entfer-

nung der beiden Platten von einander, proportional seyn.

Ich wünschte zu wissen, in wie weit die Resultate aus meiner Theorie der Natur entsprechen, und ersuchte in dieser Absicht Herrn Hauy, einige Versuche über diesen Gegenstand, der eben so delikat als merkwürdig ist, anzustellen. Er fand, daſs die Analyse völlig mit der Erfahrung überein stimmt; und mit besonderer Sorgfalt bewährte er hierbei die sonderbare Verwandlung der Anziehung in Abstoſsung bei zunehmender Entfernung.

---

2. *Ueber die Adhäsion der Körper an der Oberfläche von Flüssigkeiten.*

Man hatte eine groſse Menge von Versuchen über die Adhäsion der Körper an der Oberfläche von Flüssigkeiten angestellt, ohne geahndet zu haben, daſs diese Adhäsion eine Wirkung der Haarröhren-Kraft sey. So viel ich weiſs, ist Herr Thomas Young der Erste, der diese scharfsinnige Bemerkung gemacht hat *). Als ich meine Analyse auf diese Versuche anwendete, fand sich, daſs sie sie so genau darstellt, als es bei so feinen Versuchen, die nicht immer unter einander selbst überein stimmen, nur immer zu erwarten war. Da die Erscheinungen, welche von der Haarröhren-

*) In den *Philosophical Transact. of the Roy. Soc. of London*, 1806.

Kraft herrühren, jetzt auf eine mathematische Theorie zurück geführt sind, so fehlt es diesem interessanten Zweige der Physik nur noch an einer Reihe genauer Versuche, in welcher man alles, was die Wirkungen dieser Kraft stören kann, sorgfältig absondert.

Das Bedürfniss sehr genauer Versuche wird desto merkbarer, je vollkommener die Wissenschaften werden. Eben so sehr, als den grossen Entdeckungen in der Mechanik und der Analyse, haben wir der Erfindung des Fernrohrs und des Pendels die unermesslichen Fortschritte der Astronomie zu verdanken. Man kann daher die Physiker nicht oft genug anmahnen, den Resultaten ihrer Versuche die grösste mögliche Präcision zu geben; und man kann einen geschickten Künstler, der sich der Vervollkommnung der wissenschaftlichen Instrumente widmet, nicht Aufmunterung genug zukommen lassen. Ein schlecht angestellter Versuch ist mehrmahls die Ursache vieler Irrthümer geworden; indess ein gut gemachter Versuch für immer besteht, und vielleicht zu einer Quelle von Entdeckungen wird. Man fusst auf ihn mit Sicherheit. Aber der vorsichtige Physiker hält es für seine Pflicht, die Resultate derjenigen Versuche selbst zu prüfen, die von Beobachtern herrühren, welche noch keinen gegründeten Ruhm der Genauigkeit erworben haben.

Wenn man mit der Oberfläche von Wasser, das in einem weiten Gefässe ruhig steht, eine Glas-

scheibe in Berührung gebracht hat, und sie wieder fortheben will, so empfindet man einen desto grössern Widerstand, je grösser die Fläche der Scheibe ist. Indem man sie aufhebt, erhebt man zu gleicher Zeit über dem Spiegel des Wassers eine Wassermasse, welche wie eine an ihrem Umfange vertiefte Scheibe (oder wie ein Rollenhals) gestaltet ist. Ihre untere Grundfläche verbreitet sich unbestimmt über die Wasserfläche; weiter herauf zieht sie sich zusammen bis auf etwa sieben Zehntel ihrer Höhe; dann erweitert sie sich wieder und bedeckt die Oberfläche der Glasscheibe mit ihrer obern Grundfläche. Ihr Volumen läfst sich durch folgende Betrachtung bestimmen.

Man denke sich in dem Innern dieser Wassersäule einen sehr kleinen Kanal, der in der Ebene ihrer gröfsten Verengerung in horizontaler Lage anfängt, sich dann herabwärts krümmt, senkrecht bis zum Niveau des Wassers im Gefäfse herab geht, und hier wieder horizontal wird. Es fällt in die Augen, dafs, wenn jene Wassersäule im Gleichgewichte ist, die Haarröhren-Kraft, welche von der Gestalt der Oberfläche des Wassers herrührt, dem Gewichte des Wassers in dem senkrechten Arme des Kanals gleich seyn mufs. Wird die Scheibe höher angehoben, so erhält dieses Gewicht die Oberhand über die Haarröhren-Kraft, und nun trennt sich die Wassersäule von der Scheibe. Das Gewicht der Wassersäule, die bei diesem Zustande des Gleichgewichts angehoben ist, dient folglich dem Wider-

ftande, der fich beim Losreifsen der Scheibe äusfert, zum Mafse. Die Analyfe lehrt, dafs, wenn die Scheibe einen beträchtlichen Durchmeffer hat, (das heifst, von 0,03 Meter und mehr) diefes Gewicht dem eines Waffercylinders gleich ift, der die Oberfläche der Scheibe zur Grundfläche hat, und deffen Höhe, in Millimeter ausgedruckt, gleich ift der Quadratwurzel der in Millimeter gegebenen Höhe, bis zu welcher Waffer in einer Haarröhre aus derfelben Glasart, von 1 Millimeter Weite, anfteigt. Die untere Fläche der Scheibe ift eine berührende Ebene für die Oberfläche des Waffers; wenn ftatt deffen diefe beiden Oberflächen einander fchnitten, fo müfste diefe Zahl noch mit dem Cofinus des halben fpitzen Winkels, unter dem beide fich fchneiden, multiplicirt, und mit der Quadratwurzel des Cofinus diefes ganzen Winkels dividirt werden.

Wenn das Flüffige in einer Haarröhre, die aus derfelben Materie als die Scheibe befteht, nicht angehoben, fondern nieder gedrückt wird, wie das bei Queckfilber und Glas der Fall ift, fo hat die von der Scheibe angehobene Säule des Flüffigen nicht mehr die Geftalt eines Rollenhalfes. Ihre untere Grundfläche verbreitet fich zwar noch ins Unbeftimmte über das Flüffige, in der Höhe verengert fie fich aber fortdauernd, bis wo fie die Scheibe berührt. In dem Zuftande des Gleichgewichts ift das Gewicht diefer Säule gleich dem eines Cylinders, der die Oberfläche der Scheibe zur

Grundfläche hat, und dessen Höhe, in Millimeter ausgedruckt, gleich ist der in Millimeter gegebenen Tiefe, bis zu welcher das Flüssige in einem Haarrohre, aus derselben Materie als die Scheibe, von 1 Millimeter Durchmesser, niedergedrückt wird, multiplicirt mit dem Sinus des halben spitzen Winkels, den die Oberfläche des Flüssigen mit der Scheibe macht, und dividirt durch die Quadratwurzel des Cosinus desselben ganzen Winkels.

Ist der Durchmesser der Scheibe kleiner als 0,03 Meter, so bedürfen diese Resultate noch einer kleinen Correction, welche ich angegeben habe, und die sich bei gröfsern Scheiben ohne merkbaren Fehler vernachläfsigen läfst.

Wir wollen uns eine Glasscheibe von 0,1 Meter Durchmesser denken, und das, was uns die vorher gehenden Resultate für sie geben, mit der Erfahrung vergleichen. Da, zu Folge der Versuche des Herrn Hauy (oben S. 97.), Wasser in einer Haarröhre aus Glas, die 1 Millimeter weit ist, zu einer Höhe von 13,569 Millimeter über das Niveau ansteigt, so würde, nach dem ersten der vorstehenden Theoreme, eine Kraft von 28,931 Grammes erfordert werden, um jene Glasscheibe von der Oberfläche des ruhig stehenden Wassers los zu reifsen. Hr. Achard fand bei seinen Versuchen diese Kraft gleich 29,319 Grammes, welches nur sehr wenig von dem Resultate der Berechnung abweicht. Ueber die Kraft, welche nöthig ist, um eine Glasscheibe von Quecksilber los zu rei-

ſsen, hat man zwar auch einige Verſuche; um ſie mit der Theorie vergleichen zu können, müſste man indeſs den Winkel kennen, den das Queckſilber mit dem Glaſe macht, da, wo es mit demſelben in Berührung kommt. Aus einem recht genauen Verſuche dieſer Art würde ſich dieſer finden laſſen; er ſcheint 30 bis 40° zu betragen.

Legt man zwei Glasſcheiben, die man mit Waſſer genäſst hat, horizontal auf einander, ſo adhäriren ſie an einander mit einer beträchtlichen Kraft. Das Waſſer zwiſchen ihnen hat nun die Geſtalt einer an ihrem Umfange vertieften Rolle, und der kleinſte Krümmungshalbmeſſer der Oberfläche deſſelben iſt ſehr nahe gleich der halben Dicke der Waſſerſchicht. Vernachläſſigt man daher, wie das bei Scheiben von groſsem Durchmeſſer erlaubt iſt, ihren gröſsten Krümmungshalbmeſſer, ſo findet ſich der Widerſtand, der ſich beim Losreiſsen der Scheiben von einander äuſsert, gleich dem Gewichte eines Waſſercylinders, der die Oberfläche der Scheibe zur Grundfläche, und zu ſeiner Höhe die Höhe hat, bis zu welcher Waſſer zwiſchen zwei parallelen Ebenen anſteigt, deren Entfernung dem Abſtande der beiden Scheiben von einander gleich iſt. Hr. Guyton de Morveau hat einen Verſuch dieſer Art mit zwei Glasſcheiben von 81,21 Millimeter Durchmeſſer angeſtellt, und die Kraft, welche nöthig war, um ſie aus einander zu reiſsen, gleich 250,6 Grammes gefunden. Nach dem vorſtehenden Theoreme hätte ſie nur

155,78 Grammes, alſo um ein Drittel weniger betragen ſollen. Dieſe Verſchiedenheit rührt wahrſcheinlich her, entweder von einer unrichtigen Schätzung der Entfernung der beiden Scheiben von einander, die bei ſo kleinen Abſtänden äuſserſt ſchwierig iſt, oder von den Ungleichheiten der Oberflächen der Scheiben, die es ſchwer hält, vollkommen eben zu machen *).

* * *

Kleine feſte Körper bleiben an der Oberfläche von Flüſſigkeiten ſchweben. Folgendes iſt das allgemeine Princip für alle dieſe Erſcheinungen: „Wenn man einen Körper in ein Flüſſiges eintaucht, „das durch die Haarröhren-Kraft um ihn nieder„gedrückt oder angehoben wird, ſo iſt der Ge„wichts-Verluſt deſſelben im erſten Falle gröſser, „im zweiten Falle kleiner als das Gewicht eines „Waſſer-Volumens, daſs dem unter dem Niveau „eingeſenkten Theile des Körpers gleich iſt, und „zwar um das Gewicht des durch die Haarröhren„Kraft des Körpers nieder gedrückten oder ange„hobenen Volumens der Flüſſigkeit." Iſt der feſte Körper ganz untergetaucht, ſo verſchwindet alle Haarröhren-Wirkung, und dieſes Princip verwandelt ſich in das bekannte hydroſtatiſche Geſetz.

*) Herr Gay-Luſſac ſcheint, nach dieſer Stelle zu urtheilen, die Verſuche, welche man in dem folgenden Hauptheile findet, ſpäter angeſtellt zu haben, als Herr La Place dieſen Bericht ſchrieb. Von dem, was nun unmittelbar folgt, hat Herr La Place ſchon in dem zweiten Haupttheile (ſ. S. 174) gehandelt. *Gilbert.*

Der Beweis dieses Princips beruht darauf, daſs die Wassersäule unter dem Körper den neben stehenden Wassersäulen das Gleichgewicht nicht halten könnte, wenn nicht der feste eingetauchte Körper, im Falle er das Flüssige herab drückt, auf Kosten seines Gewichts die Leere compensirte, die er durch die haarröhren-artige Wirkung hervor bringt; und im Falle er das Flüssige anhebt, auf Kosten seiner minder specifischen Schwere das Gewicht des angehobenen Flüssigen ausgleicht. Die haarröhren-artige Wirkung strebt im ersten Falle den Körper anzuheben, und dieser kann an der Oberfläche des Flüssigen schweben bleiben, wenn er gleich specifisch schwerer als das Flüssige ist; im zweiten Falle strebt sie den Körper in das Flüssige herab zu ziehen.

Ein kleiner, sehr feiner, Stahlcylinder, der durch einen Firniſsüberzug oder durch eine dünne Lage Luft um ihn her, gegen das Näſsen durch das Wasser geschützt ist, bleibt auf diese Art an der Oberfläche des Wassers schweben und wird vom Wasser getragen. Legt man zwei solche gleiche Stahlcylinder neben einander auf die Oberfläche von Wasser, so daſs beide sich berühren, daſs aber das Ende des einen über das des andern heraus reicht, so sieht man sie sogleich neben einander hingleiten, bis ihre Theilen neben einander liegen. Der Grund davon fällt leicht in die Augen. An den sich berührenden Theilen der beiden Cylinder wird das Flüssige durch die Haarröhren-Kraft tiefer, als an den andern Enden herab gedrückt. Die Basis dieser letztern Theile wird folg-

lich stärker gedrückt als die Basis der andern Theile, weil das Flüssige dort höher steht; jeder der beiden Cylinder strebt folglich mit dem andern immer mehr, seiner ganzen Länge nach in Berührung zu kommen. Da aber beschleunigende Kräfte ein System von Körpern, das nicht im Gleichgewichte ist, stets über die Lage des Gleichgewichts hinaus führen, so wird jeder der beiden Cylinder abwechselnd mit dem einen Ende und dann wieder mit dem andern Ende über den andern Cylinder hinaus gehen; wegen des Widerstandes, den sie leiden, werden diese Oscillationen immer schwächer, und wenn sie endlich ganz aufhören, so liegen die Enden der beiden Cylinder neben einander. Diese Oscillationen liessen sich durch die Analysis bestimmen, und man könnte dann auch bei diesem Gegenstande die Theorie der Haarröhren-Kraft mit den Versuchen zusammen halten. Solche Vergleichungen sind die wahren Prüfsteine der Theorieen, die nur dann nichts mehr zu wünschen übrig lassen, wenn man mittelst ihrer alle Wirkungen, die unter gegebenen Umständen erfolgen müssen, vorher sagen und sie zugleich ihrer Gröfse nach genau bestimmen kann.

* *
*

Betrachtet man das Ganze der haarröhren-artigen Erscheinungen, und überlegt man die Abhängigkeit aller von dem einzigen Principe, dafs die Anziehung der kleinsten Körpertheilchen ausnehmend schnell abnimmt, wenn die Entfernung bis

zum Merkbarwerden zunimmt; so ist es unmöglich, an der Wahrheit dieses Princips zu zweifeln. Diese Anziehung ist die Ursache der chemischen Verwandtschaften. Sie ist nicht bloss auf die Oberfläche der Körper eingeschränkt, sondern dringt in ihr Inneres bis auf eine Weite ein, die zwar für unsere Sinne nicht mehr wahrnehmbar ist, in dem Spiele der Verwandtschaften sich aber sehr merkbar äussert. Sie ist es, auf welche der Einfluss der Massen bei den Verwandtschaften beruht, welche Hr. Berthollet auf eine so neue und glückliche Art nachgewiesen hat. In Verbindung mit der Figur der haarröhren-artigen Räume bewirkt sie eine kaum zu zählende Menge von Erscheinungen, die jetzt, eben so gut als die Erscheinungen an dem Himmel, unter das Gebiet der Analyse gehören. Die Theorie dieser haarröhren-artigen Erscheinungen ist der Punkt der Physik und Chemie, die sich am innigsten berühren; zwei Wissenschaften, die jetzt überhaupt so in einander greifen, dass man die eine mit keinem grossen Erfolge bearbeiten kann, wenn man nicht zugleich die andere ergründet hat. Die Aehnlichkeit der Figur der durch die Haarröhren-Kraft angehobenen, herab gedrückten, oder abgerundeten Flüssigkeiten, mit Oberflächen, welche durch die Curven erzeugt werden, die unter dem Namen der *Kettenlinie*, der *Lintearea* und der *Elastica* bekannt sind, und mit denen die Geometer sich beim Entstehen der Infinitesimal-Rechnung beschäftigten, hat einige Physiker auf den Gedanken geführt, es möchten wohl auch die

Oberflächen der Flüssigkeiten gleichförmig gespannt seyn, eben so wie die elastischen Oberflächen. Segner *), der diesen Gedanken zuerst gehabt zu haben scheint, sah zwar ein, dass dieses nur eine Fiction seyn könne, die dazu diene, die Wirkungen einer sehr schnell abnehmenden Anziehung zwischen den Theilchen der Körper darzustellen, und dieser geschickte Mathematiker hat versucht, zu beweisen, dass eine solche Anziehung auf dasselbe Resultat führen müsse; folgt man aber seinen Schlüssen, so zeigt sich leicht, dass sie wenig genau sind, und aus seiner Schlussanmerkung scheint zu erhellen, dass sie ihm selbst nicht genügt haben. Andere Physiker haben diese Meinung von einer gleichförmigen Spannung der flüssigen Oberflächen wieder aufgenommen, und sie auf verschiedene haarröhren-artige Erscheinungen angewendet; sie sind indess in der Erklärung dieser Kraft nicht glücklicher als Segner gewesen, und die Klügsten unter ihnen haben sich begnügt, dieses als ein Mittel zu betrachten, die Erscheinungen darzustellen. Giebt man sich allen den Vermuthungen hin, welche beim ersten Anblikke von Erscheinungen entstehen, so kann man wohl auf einige Wahrheiten stossen; diese sind aber fast immer mit vielen Irrthümern vermengt, und die Entdeckung derselben gebührt nur dem, der sie von diesem Zusatze befreiet, und sie durch Beobachtung oder durch Rechnung fest begründet.

*) *Comment. Soc. Reg. Götting.* t. I.

III.

THEORIE DER KRAFT,
welche in den Haarröhren und bei ähnlichen Erscheinungen wirkt;

von
P. S. La Place,
Kanzler des Senats,
Groſs-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Inſtit.

DRITTER HAUPTTHEIL.

Theorie des Anziehens und Abſtoſsens ſchwimmender Körper, der Adhäſion einer Scheibe an einer flüſſigen Oberfläche, und der Figur eines groſsen Queckſilber-Tropfens;

mit

prüfenden Verſuchen von Gay-Luſſac.

Ueberſetzt, mit einigen Anmerkungen, von

Brandes und Gilbert.

N. *Von dem ſcheinbaren Anziehen und Abſtoſsen ſchwimmender Körper.*

1) Betrachtung des Falles, wenn beide ſchwimmende Körper gleichartig ſind.

19.*) Wenn man zwei parallele und vertikale Ebenen mit ihren untern Seiten in ein Flüſſiges taucht, ſo bemerkt man, daſs dieſe Ebenen

*) Hier eingeſchaltet aus der *Theorie etc.*

sich einander zu nähern streben, sowohl wenn das Flüssige sich neben ihnen erhebt, als auch, wenn es sich in ihrer Nähe niedriger hält, als das Niveau. Läſst man z. B. zwei kleine parallelepipedische Glasgefäſse auf Wasser oder Quecksilber schwimmen, so gehen sie auf einander zu, so bald sie sich erheblich nahe gekommen sind.

Um die Gründe hiervon einzusehen, wollen wir die beiden Ebenen *MB*, *NR* (Fig. 18. Taf. III.) betrachten, und zuerst annehmen, das Flüssige erhebe sich zwischen ihnen. Der Druck, welchen der in einer dieser Ebenen unterhalb des Niveau's *VW* befindliche Punkt *R* von Auſsen her leidet, läſst sich folgender Maſsen bestimmen. Man denke sich einen Kanal *VSR*, dessen einer Schenkel *VS* vertikal, der andere *SR* horizontal sey. Die Kraft, welche das in dem Schenkel *VS* befindliche Flüssige antreibt, ist $= g \cdot VS +$ der in *V* wirkenden Kraft, welche letztere theils von der Wirkung des Flüssigen auf den Kanal, theils von dem Drukke der Atmosphäre herrührt. Behält daher *K* seine vorige Bedeutung (siehe §. 1. am Ende), und stellt *P* den Druck der Atmosphäre vor, so ist die Kraft, welche das in dem vertikalen Schenkel befindliche Flüssige antreibt, $= g \cdot VS + K + P$. Auf das Flüssige in dem Schenkel *SR* wirken von *R* her zwei Kräfte: *erstens*, die Wirkung des Flüssigen auf diesen Schenkel $= K$, und *zweitens*, die Attraction der Ebene auf das Flüssige in demselben; diese letztere wird aber zerstört durch die

Attraction des Flüssigen auf die Ebene, und kann daher in der Ebene kein Bestreben auf Bewegung erzeugen; Wirkung und Gegenwirkung sind hierbei gleich und entgegen gesetzt, diese Attractionen können also nur ein Anhängen der Ebene an dem Flüssigen bewirken, welches während der Ruhe in gar keine Betrachtung kommt. Der Druck in R ist also von *aussen* her $= g . VS + K + P - K = g . VS + P$.

Um den Druck zu bestimmen, welchen die Ebene in R von der *innern* Seite her leidet, denke man sich eben so einen zwischen den beiden Ebenen befindlichen Kanal OQR, dessen Schenkel OQ vertikal, und dessen Schenkel QR horizontal ist.

Aus den eben angeführten Gründen ist die auf das Flüssige in dem Schenkel OQ wirkende Kraft $= g . OQ + P + K - \frac{H}{b}$, da nämlich das Flüssige in O auf diesen Schenkel mit der Kraft $K - \frac{H}{b}$ einwirkt (§. 1). Es ist aber (nach §. 6.) $\frac{H}{b} = g . OP$, wenn P im Niveau des umgebenden unbegrenzten Flüssigen liegt. Die Kraft, welche das Flüssige in OQ beseelt, ist also $= P + K + g . PQ$. Auf das Flüssige in dem Schenkel QR wirkt von R her wieder die Kraft $= K$. Also leidet der Punkt R von *Innen* her den Druck $= P + g . PQ$. Dieser Druck ist folglich dem Drucke gleich, den der Punkt R von Aussen her leidet. Jeder Punkt der Ebene also, welcher *unterhalb des Niveau's* des unbe-

grenzten Flüssigen liegt, leidet von Aussen und von Innen gleichen Druck, und würde für sich allein im Gleichgewichte bleiben. Soll also ein ungleicher Druck entstehen, so muss dieser oberhalb *P* Statt finden.

Das Flüssige erhebe sich an der äussern Seite bis an *Z*, indem die Oberfläche desselben eine Curve *ZZ'V* bilde; und an der innern Seite bis an *N*, und hier stehe es mit der krummen Oberfläche *NN'O*. Wir müssen also noch untersuchen, welchen Druck die Ebene oberhalb *VP*, bis an *Z*, und in noch grössern Höhen leidet. Diejenigen Punkte der Ebene, welche äusserst nahe bei *Z* und äusserst nahe bei *N* liegen, und gegen diese Punkte eine ähnliche Lage haben, in einem Abstande von *Z* und *N*, welcher die Grösse der merklichen Wirkungssphäre der Ebene nicht übertrifft, leiden, die ersten von Aussen, die letzten von Innen her, einen gleichen Druck; denn innerhalb der merklichen Wirkungssphäre der Ebenen ist die Oberfläche des Flüssigen, nahe bei *Z* und *N*, nur unmerklich verschieden. Man kann also den Druck auf diese Punkte ganz bei Seite setzen, da der Unterschied des innern und äussern Druckes, welcher hier etwa Statt finden möchte, theils äusserst geringe ist, theils nur in einem unmerklichen Raume Statt findet. Diesem zu Folge brauchen wir bloss diejenigen Punkte zu betrachten, wo die Wirkung der Ebene auf die Oberfläche aufhört, merklich zu seyn. Es sey *Z'* ein solcher Punkt der Oberfläche, *Z'q* ein

horizontaler Kanal, und R der Krümmungshalbmesser der Oberfläche in Z'; so ist die in Z' wirkende Kraft $= P + K - \frac{H}{R}$, oder $= P + K - g \cdot Z'T$, weil $g \cdot Z'T = \frac{H}{R}$ seyn muss, wie die Betrachtung des Gleichgewichts in einem Kanale $VFLZ'$ zeigt, wenn V und T in dem wahren Niveau des unbegrenzten Flüssigen liegen. Der äussere Druck in q ist also, wenn man $Z'T = x$ nennt, $= P + K - g \cdot x$. Der innere Druck in q ist dagegen $= P + K + g \cdot OP - gx - \frac{H}{b} = P + K - gx$. Also ist auch von Z bis G der innere und äussere Druck gleich.

Oberhalb Z ist überall der äussere Druck $= P$, der innere Druck auf einen Punkt R' aber $= P - \frac{H}{b} + g \cdot OQ'$; oder, wenn des Punktes R' Höhe über dem Niveau $= PQ' = z$ ist, $= P - gz$. Die Ebene wird also in jedem Punkte R' mit einer Kraft $= gz$ von aussen nach innen gedrückt. In dem Theile NKO, welcher höher als der niedrigste Punkt O der Oberfläche in dem Raume zwischen den beiden Ebenen liegt, ist in N' der Druck $= P + K - \frac{H}{b'}$, wenn b' der Krümmungshalbmesser in N' ist; also ist der Druck in p', $= P - \frac{H}{b'}$, wenn $N'p'$ horizontal ist. Es sey x' die Höhe des Punktes N' über der durch O gehenden Horizontallinie IK, so ist $\frac{H}{b'} = \frac{H}{b} + gx' = g \cdot p'G$. Also ist in p' der Druck von Aussen nach Innen $= g \cdot p'G$, abermahl der Höhe über dem Niveau proportional.

Es läſst ſich alſo leicht ſchlieſsen, daſs die Kraft, welche die Ebene *NR* von Auſsen nach Innen drückt, gleich iſt dem Gewichte einer Waſſerſäule, deren Höhe $= \frac{1}{2}(NG + GZ)$ und deren Baſis der oberhalb *Z* bis an *N* benetzte Theil der Ebene iſt *).

Da die Ebene *MB* einen eben ſo groſsen Druck leidet, ſo kennen wir nun die Kraft, welche beide Ebenen antreibt, ſich einander zu nähern. Dieſe Kraft wächſt, wie man ſieht, ſehr nahe im umgekehrten Verhältniſſe des Quadrates des Abſtandes beider Ebenen von einander, wenn dieſer Abſtand ſehr geringe iſt. — Auch im leeren Raume bleibt dieſes Reſultat daſſelbe; die Adhärenz der Ebene an das Flüſſige bewirkt dann eben das, als hier der Druck der Atmoſphäre.

Wenn das Flüſſige zwiſchen den Ebenen *niedriger* ſteht, als auſserhalb, ſo läſst ſich eben ſo zeigen, daſs der Druck, welchen jede Ebene von Auſsen nach Innen leidet, gleich iſt dem Gewichte einer Säule dieſes Flüſſigen, welche die halbe Summe der Depreſſionen unter das Niveau des unbegrenzten Flüſſigen, die Auſsen und Innen in der Berührung der flüſſigen Oberfläche mit der Ebene Statt findet, zur Höhe hat, und deren Baſis demjenigen Theile der

*) Man hat nämlich den Druck auf das Differential der Ebene, deſſen Länge $= dz$ und Höhe über $G = z$ iſt, $= zdz$, und folglich das Integral $= \frac{1}{2}z^2 + const.$ Da nun der Druck $= o$ iſt, wenn $z = GZ$, ſo iſt der geſammte Druck bis an $N = \frac{1}{2}(GN^2 - GZ^2) = \frac{1}{2}NZ.(GN + GZ)$, wie oben. *Br.*

Ebene gleich ist, welcher nur an einer Seite von dem Flüssigen berührt wird.

b) *Vom scheinbaren Abstossen zweier Körper, deren einer das Flüssige erhebt, der andere es deprimirt.*

20. Wenn man auf einem Flüssigen zwei Körper schwimmen läßt, an deren einem sich das Flüssige über das Niveau erhebt, und an deren anderm es niedriger als das Niveau steht, so zeigt die Erfahrung, daſs diese Körper einander abstossen. Wir wollen daher untersuchen, was für Kräfte auf zwei verschieden-artige Ebenen wirken, wenn sie vertikal und einander parallel, mit ihrem untern Theile in ein Flüssiges eingetaucht sind, das an der einen höher, an der andern tiefer als das Niveau steht.

Wir wollen die Ebene, an der das Flüssige sich erniedrigt, die *erste*, und die, an welcher das Flüssige sich erhebt, die *zweite Ebene* nennen. Der Durchschnitt der Oberfläche des zwischen beiden enthaltenen Flüssigen, mit einer auf die beiden Ebenen und den Spiegel des Flüssigen senkreckten Ebene, muſs nothwendig einen Wendungspunkt haben, wenn die beiden Ebenen einen beträchtlichen Abstand von einander haben, und dieser Wendungspunkt muſs in dem Niveau der Oberfläche des unbegrenzten Flüssigen, worin die Ebenen eingetaucht sind, liegen; denn da in dem Wendungspunkte der Krümmungshalbmesser unendlich ist, so muſs die Höhe über dem Niveau hier $= 0$ seyn.

Es sey in Fig. 19. *) GH das Niveau des unbegrenzten Flüssigen, und für irgend einen zwischen den beiden Ebenen befindlichen Punkt Z der flüssigen Oberfläche sey die Höhe über das Niveau $YZ = z$, und der Abstand von der ersten Ebene $XY = y$. Wir haben dann (nach §. 4.)

$$\frac{\frac{d^2z}{dy^2}}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{dy^2}\right)^3}} = 2\alpha z;$$

weil hier im Punkte I auch b' unendlich, oder $\frac{1}{b'} = 0$ ist. Diese Gleichung, mit dz multiplicirt und integrirt, giebt

$$\frac{1}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = const. - \alpha z^2.$$

Es sey ω der spitze Winkel, welchen mit der ersten Ebene AB eine Tangential-Ebene macht, die an die flüssige Oberfläche in dem Punkte jener Durchschnittslinie gelegt wird, der sich an der Grenze der Wirkungssphäre der ersten Ebene befindet; und man setze die Depression des Flüssigen an diesem Punkte, XE, $= q$. Wir haben dann für diesen Punkt $\alpha z^2 = \alpha q^2$, und folglich $const. = \sin.\omega + \alpha q^2$. Wird dieser Werth in die Gleichung gesetzt, so erhalten wir allgemein

$$\frac{1}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = \sin.\omega + \alpha q^2 - \alpha z^2.$$

*) Herr Brandes hat sie, der Deutlichkeit halber, hier zugefügt; im Originale findet sie sich nicht. Gilbert.

Es mögen eine ähnliche Bedeutung, als ω und q in Beziehung auf die erste Ebene, ω' und q' in Beziehung auf die zweite Ebene haben, für den Punkt F, welcher an der Grenze der merklichen Wirkungssphäre dieser zweiten Ebene CD liegt, so ist in diesem Punkte

$$\frac{1}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = \sin.\omega' \text{ und } z = q',$$

folglich ist

$$\sin.\omega - \sin.\omega' = aq'^2 - aq^2.$$

Wir wollen der Kürze halber setzen, $\sin.\omega + aq^2 - az^2 = Z$, also den allgemeinen Werth von $dy = \frac{Zdz}{\sqrt{(1-Z^2)}}$. Dem zu Folge kann Z nie grösser als 1 seyn. Für den Wendungspunkt der flüssigen Oberfläche ist $z = o$, also $Z = \sin.\omega + aq^2$, und also auch $\sin.\omega + aq^2 =$ oder < 1. Es kann aber $\sin.\omega + aq^2$ nicht $= 1$ seyn; denn dann würde $Z = 1 - az^2$ und $dy = \frac{(1 - az^2)\, dz}{z\sqrt{(2a - a^2z^2)}}$. Das Integral dieser Gleichung, zwischen den Grenzen genommen, zwischen welchen $z = o$ ist, giebt für y, und folglich für den Abstand der Ebenen von einander, einen unendlichen Werth; also ist in dem Falle, da die Entfernung der Ebenen von einander endlich ist, und es einen Wendungspunkt in der Oberfläche zwischen ihnen giebt, $\sin.\omega + aq^2 < 1$; folglich ist auch $\sin.\omega' + aq'^2 < 1$.

In dem Falle, da der Abstand der Ebenen von einander *unendlich* ist, muss y unendlich, folg-

lich $Z = 1$ feyn, für $z = o$. Nennt man alfo $q_{,}$ die Depreffion in diefem Falle, oder $q_{,} = XK$, als die Depreffion an der äufsern Seite der *erften* Ebene, fo ift $\alpha q_{,}^2 + \sin.\omega = 1$ und dagegen $\alpha q^2 + \sin.\omega < 1$, alfo $q < q_{,}$, das ift $XE < XK$. Und wenn man die Schlüffe in §. 19. hier anwendet, fo findet man, dafs diefe erftere Ebene von Innen nach Aufsen gedrückt wird, mit einer Kraft, die dem Gewichte eines flüffigen Prisma's von der Höhe $= \frac{1}{2}(q + q_{,})$ und der Breite $= (q_{,} - q)$ gleich ift. Für die *zweite* Ebene findet man, bei unendlicher Entfernung, wenn fich dann q' in $q'_{,}$ verwandelt, $\sin.\omega' + \alpha q'^2_{,} = 1$, ftatt dafs bei endlicher Entfernung $\sin.\omega' + \alpha q'^2 < 1$ war. Es ift alfo $ML > MF$, und die zweite Ebene wird nach aufsen gedrückt, mit einer Kraft, die dem Gewichte eines flüffigen Prisma's von der Höhe $= \frac{1}{2}(q' + q'_{,})$ und der Breite $= (q'_{,} - q')$ gleich ift. Die Länge des Prisma's ift gleich der horizontalen Breite der Ebenen, die wir gleich annehmen. Die Kraft alfo, mit welcher jede Ebene fich von der andern zu entfernen ftrebt, ift für beide gleich, denn diefe Kräfte find

$$\frac{1}{2}(q_{,}^2 - q^2) = \frac{1 - \sin.\omega' - \alpha q'^2}{2\alpha},$$

und

$$\frac{1}{2}(q'^2_{,} - q'^2) = \frac{1 - \sin.\omega' - \alpha q'^2}{2\alpha}.$$

Wenn für die beiden Ebenen die Winkel ω und ω' *gleich* find, fo hat der Durchfchnitt der Oberfläche in der Mitte zwifchen beiden alle Mahl

einen Wendungspunkt, die Ebenen mögen sich einander so sehr nähern, als man will, und diese Ebenen stoſsen einander in allen Entfernungen ab. — Ist hingegen ω von ω' *verschieden*, so rückt der Wendungspunkt, oder die Linie aller Wendungspunkte, wenn die Entfernung der Ebenen von einander geringer wird, derjenigen Ebene, für welche der Winkel ω am gröſsten ist, näher. Wir wollen annehmen $\omega > \omega'$, so wird $q_{\prime} < q'_{\prime}$ seyn, oder das Flüſsige wird an der äuſsern Seite der ersten Ebene weniger niedergedrückt seyn, als es an der äuſsern Seite der zweiten Ebene erhoben ist. Nähert man in diesem Falle die Ebenen einander, so wird die Wendungslinie der Oberfläche der ersten Ebene näher als der zweiten liegen, und endlich mit jener zusammen fallen. Wirklich zeigt die Gleichung

$$\sin.\omega - \sin.\omega' = aq'^2 - aq^2,$$

daſs alle Mahl aq'^2 gröſser als $\sin.\omega - \sin.\omega'$ ist, und doch ist aus der oben gefundenen Gleichung $dy = \frac{zdz}{\sqrt{(1-z^2)}}$ klar, daſs, wenn eine Wendungslinie der Oberfläche Statt findet, q' von der Ordnung des Abstandes der Ebenen von einander ist, und dieser kann kleiner werden, als jede gegebene Gröſse. Es muſs also eine Grenze der Annäherung geben, mit welcher die Wendung der Oberfläche aufhört, und wo folglich die Wendungslinie mit der ersten Ebene zusammen fällt. Nähern sich die Ebenen mehr, so fahren sie noch fort, sich abzustoſsen, so lange, bis das Flüſsige

sich an der innern Seite der erstern Ebene so hoch über das Niveau gehoben hat, als es an der äussern Seite deprimirt ist, wie sich aus den Schlüssen in §. 19. übersehen läßt. Heißt in diesem Falle q die Erhebung des Flüssigen an der innern Seite der ersten Ebene, so ist

$$\alpha q^2 = \alpha q_{\prime}^2 = 1 - \sin.\omega,$$

und weil alle Mahl $\sin.\omega - \sin.\omega' = \alpha q'^2 - \alpha q^2$, auch

$$\alpha q'^2 = \alpha q'_{\prime}{}^2 = 1 - \sin.\omega',$$

und es hört zugleich auch für die zweite Ebene die abstoßende Kraft auf, so daß das Abstoßen sich für beide Ebenen zugleich in Anziehen verwandelt.

Der Abstand der Ebenen, bei welchen diese Aenderung Statt findet, läßt sich leicht bestimmen. Da nämlich alsdann $\alpha q^2 = 1 - \sin.\omega$ ist, so ist $Z = 1 - \alpha z^2$; folglich

$$dy = \frac{(1 - \alpha z^2).dz}{\sqrt{\alpha}.\sqrt{(2 - \alpha z^2)}},$$

woraus durch Integration folgt;

$$y = \frac{1}{2\sqrt{2\alpha}}.\,log.\,nat.\left(\frac{1 - \sqrt{(1 - \frac{1}{2}\alpha z^2)}}{1 + \sqrt{(1 - \frac{1}{2}\alpha z^2)}}\right) + \frac{2\sqrt{(1 - \frac{1}{2}\alpha z^2)}}{\sqrt{2\alpha}} + const.$$

Wir wollen den Abstand der beiden Ebenen von einander $2l$ setzen, so ist an der ersten Ebene, wo $y = 0$, $z = q$ und $\alpha q^2 = 1 - \sin.\omega$, und an der andern Ebene, wo $y = 2l$, $z = q'$ und $\alpha q'^2 = 1 - \sin.\omega'$. Folglich wird, wenn man $\omega = \frac{1}{2}\pi - \vartheta$ und $\omega' = \frac{1}{2}\pi - \vartheta'$ setzt,

$$2l = \frac{1}{\sqrt{2\alpha}}\,log.\,nat.\left(\frac{tang.\frac{1}{4}\vartheta'}{tang.\frac{1}{4}\vartheta}\right) - \frac{1}{\sqrt{2\alpha}}(\cos.\tfrac{1}{2}\vartheta - \cos.\tfrac{1}{2}\vartheta').$$

und ϑ, ϑ' bedeuten hier die Neigungen der äußersten Theile der Oberfläche in der Durchschnittsebene gegen den Horizont.

Ist ϑ unendlich klein, so ist die Depression an der äußern Seite der ersten Ebene unendlich geringe, und der Ausdruck für $2l$ wird dann unendlich; die beiden Ebenen haben also dann bei jeder Entfernung ein Bestreben, sich einander zu nähern. Für $\vartheta = \vartheta'$ ist $2l = o$, oder es findet dann selbst bis zur Berührung noch ein Bestreben, sich von einander zu entfernen, Statt. Aber für Werthe von ϑ, die zwischen diesen Grenzen liegen, stoßen die Ebenen einander ab, so lange ihre Entfernung größer als $2l$ ist, und ziehen einander an, wenn diese Entfernung kleiner als $2l$ ist. Die Stärke der Attraction und Repulsion wird durch folgendes Theorem bestimmt, dessen Beweis sich so, wie in §. 19, führen läßt.

„Wenn auch die Ebenen aus verschiedenen „Materien bestehen, so ist doch die Kraft, welche „jede Ebene antreibt, sich der andern zu nähern, gleich dem Gewichte eines aus dem umgebenden „Flüssigen gebildeten Prisma's, dessen Höhe „gleich ist derjenigen, um welche das Flüssige „an der innern Seite der Ebene und in der Berührung „mit derselben höher steht, als an der äußern „Seite, dessen Breite gleich ist der halben „Summe der Elevationen an der innern und äußern „Seite der Ebene, und dessen Länge gleich „ist der horizontalen Länge beider Ebenen, die

„wir als gleich annehmen. Die Vertiefungen un-„ter dem Niveau werden als negative Erhebungen „angesehen, und die Attraction verwandelt sich in „Repulsion, wenn das Produkt der drei als Di-„mensionen des Prisma's angegebenen Größsen ne-„gativ ist."

Die Kraft, welche die Ebenen antreibt, sich einander zu nähern, oder sich von einander zu entfernen, ist bei beiden Ebenen gleich, wenn sie, wie wir annehmen, gleiche Breite haben. Denn die beiden ersten Factoren der in dem Theoreme angegebenen Produkte sind für die erste Ebene

$$(q - q_{,}) \cdot \tfrac{1}{2}(q + q_{,}) = \tfrac{1}{2}(q^2 - q_{,}^2),$$

und für die zweite Ebene

$$(q' - q'_{,}) \cdot \tfrac{1}{2}(q' + q'_{,}) = \tfrac{1}{2}(q'^2 - q'^2_{,}),$$

und die Gleichheit dieser Ausdrücke haben wir schon bewiesen. Ob gleich also die beiden Ebenen nur vermittelst der Haarröhren-Kraft des zwischen ihnen liegenden Flüssigen auf einander wirken, so ist doch diese gegenseitige Wirkung so beschaffen, dass auch hier Wirkung und Gegenwirkung einander gleich sind.

Nähert man die Ebenen einander recht sehr, so ist für alle Werthe von z der Unterschied $z - q = z'$ so klein, dass man das Quadrat dieser Größse vernachläßigen kann. Dann ist $Z = \sin.\omega - 2\alpha q z'$, $dz = dz' = -\frac{dZ}{2\alpha q}$ und $dy = \frac{-ZdZ}{2\alpha q\sqrt{(1-Z^2)}}$, folglich

$$y = \frac{-\cos.\omega + \sqrt{(1 - Z^2)}}{2\alpha q},$$

wenn das Integral mit y zugleich verſchwinden ſoll. Heiſst nun wieder $2l$ der Abſtand der beiden Ebenen von einander, ſo iſt für $y = 2l$, $z = q'$, und $Z = \sin.\omega$, weil $\alpha q'^2 - \alpha q^2 = \sin.\omega - \sin.\omega'$; folglich $2l = \frac{\cos.\omega' - \cos.\omega}{2\alpha q}$ und $q = \frac{\cos.\omega' - \cos.\omega}{4\alpha l}$. Dieſe Höhe verhält ſich alſo umgekehrt wie die Entfernung der beiden Ebenen von einander, wenn dieſe Entfernung ſehr geringe iſt.

Die Unterſuchung führt noch zu folgendem Theoreme, welches ein Zuſatz zu demjenigen iſt, wodurch wir in §. 17. die Erhebung des Flüſſigen zwiſchen zwei einander umgebenden prismatiſchen Flächen gefunden haben. „Wenn die Ebenen einan„der äuſserſt nahe ſind, ſo iſt die Erhebung des Flüſ„ſigen zwiſchen ihnen im umgekehrten Verhältniſſe „ihres Abſtandes von einander, und iſt gleich der „halben Summe der Erhebungen, welche Statt „finden würden, wenn ein Mahl beide Ebenen aus „der Materie der erſtern, und das andere Mahl „aus der Materie der zweiten Ebene beſtänden, — „wo dann auch hier die Depreſſion als negative Er„hebung in Betrachtung kommt."

Hält man dieſen Lehrſatz mit dem vorher gehenden zuſammen, ſo zeigt ſich, daſs die abſtoſsende Kraft der beiden Ebenen viel geringer iſt, als ihre anziehende Kraft, die entſteht, wenn man beide einander ſehr nahe bringt, und durch welche die beiden Ebenen angetrieben werden, ſich mit beſchleunigter Bewegung einan-

der zu nähern. In diesem letztern Falle ist die Elevation des Flüssigen zwischen den Ebenen sehr viel grösser, als die Erhebung desselben an ihren äussern Seiten; man kann dann also das Quadrat der letztern in Vergleichung gegen das Quadrat der erstern weglassen, und es verhält sich folglich alsdann die Kraft, welche die Ebenen gegen einander treibt, wie $\frac{1}{2}q^2$; das heisst, wie das Quadrat der Erhebung des Flüssigen an der innern Seite der Ebenen, oder (weil $q = \frac{const.}{l}$) umgekehrt wie das Quadrat der Abstände der Ebenen von einander. Diese Attraction befolgt also dasselbe Gesetz, wie die allgemeine Schwere, und eben das Gesetz scheinen alle Attractionen und Repulsionen, z. B. bei der Elektricität und dem Magnetismus, zu befolgen, wenn sie in merklichen Entfernungen wirken.

c) *Bestätigende Versuche von Hrn.* Hauy.

21. Ich wünschte dieses auffallende Phänomen des Abstossens, welches sich bei vermehrter Annäherung in ein Anziehen verwandelt, auch durch *Erfahrung* bestätigt zu sehen, und habe mich deshalb an Herrn Hauy gewendet, der auf mein Ersuchen mehrere Versuche dieser Art angestellt hat. Er bediente sich dabei Platten von Elfenbein, welche bekanntlich vom Wasser nass werden, und Blätter venetianischen Talks (*talc laminaire*), die sich fett anfühlen und deshalb nicht

vom

vom Wasser befeuchtet werden. Die Versuche bestätigten vollkommen das Resultat der Theorie, wie folgende Nachricht, welche er mir mittheilte, beweiset. „Ich hing an einen sehr zarten Faden „ein kleines quadratisches Blättchen venetianischen „Talk so auf, daſs es mit der untern Seite in dem „Wasser eingetaucht war. In eben dieses Wasser „tauchte ich den untern Theil eines Parallelepipeds von Elfenbein so ein, daſs die eine Seite „desselben dem Talkblättchen parallel und nur einige Centimeter davon entfernt war, und bewegte „es in unverrückter paralleler Lage sehr langsam „nach dem Talkblättchen zu, wobei ich von Zeit „zu Zeit mit der Bewegung inne hielt, um sicher zu „seyn, daſs die Bewegung, welche vielleicht in dem „Flüſsigen entstanden seyn konnte, keinen Einfluſs „auf den Versuch habe. Das Talkblättchen entfernte sich von dem Parallelepipede. Ich fuhr so fort, „dieses dem Blättchen mit äuſserster Langsamkeit „immer mehr zu nähern, bis die Entfernung beider „Körper nur noch sehr geringe war; plötzlich näherte sich das Talkblättchen dem Parallelepipede und „kam damit in Berührung. Als ich beide Körper „von einander trennte, fand ich das Elfenbein bis „auf eine gewisse Höhe über dem Niveau des Wassers befeuchtet, und wenn ich dann den Versuch, „ohne es vorher abgetrocknet zu haben, wiederholte, so fing die Attraction früher an, zuweilen „vom ersten Augenblicke des Eintauchens an, ohne daſs ein Abstoſsen vorher gegangen wäre.

„Mehrmahlige sorgfältige Wiederholung des Ver-
„suchs gab immer einerlei Resultat."

Wenn das Elfenbein vollkommen befeuchtet ist, so bildet das Wasser, welches die Oberfläche desselben bedeckt, eine neue, das Talkblättchen anziehende, Ebene, für welche der Winkel ϑ' so grofs wie möglich, nämlich einem rechten Winkel gleich ist (§. 12.); der Werth von $2l$, welcher die Grenze des Anziehens und Abstofsens bestimmt, wird also in diesem Falle gröfser; so wie die Beobachtung es ergiebt. Ueberdiefs kann es seyn, dafs wegen einer Reibung des Flüssigen an der Talkplatte der Winkel ϑ gleich null oder sehr klein wird, wenn das Flüssige nach seiner Erhebung zwischen den sehr genäherten Flächen sich wieder senkt, (so wie man beim Quecksilber im Barometer bemerkt, dafs beim Sinken dieser Winkel abnimmt,) und dann wird der Ausdruck für $2l$ unendlich, und es geht vor dem Anziehen kein merkliches Abstofsen vorher.

D. *Ueber die Adhäsion einer Scheibe an der Oberfläche eines Flüssigen.*

22. Man bringe eine Scheibe mit der Oberfläche eines still stehenden Flüssigen, das in einem grofsen Gefäfse enthalten ist, in Berührung. Will man sie wieder fort heben, so erfährt man selbst im luftleeren Raume einen Widerstand, der desto beträchtlicher ist, je gröfser die Oberfläche der Scheibe ist. Indem man nämlich die Scheibe

hebt, erhebt man zugleich eine Säule des Flüssigen, welche ihr bis zu einer gewissen Grenze folgt, und sich dann von ihr trennt, um in das Gefäss zurück zu fallen. An dieser Grenze könnte die flüssige Säule im Gleichgewichte erhalten werden, wenn die Kraft, welche die Scheibe hebt, genau diesem Zustande des Gleichgewichts angemessen wäre; und dieses würde Statt finden, wenn die Kraft so groß wäre als das Gewicht der Scheibe und der gehobenen Säule des Flüssigen zusammen genommen. Die Adhäsion der Scheibe an dem Flüssigen ist also eins der Phänomene, welche durch die Haarröhren-Kraft bewirkt werden. Um dieses indeß auf eine unumstößliche Art darzuthun, will ich die Kraft dieser Adhäsion durch die Analyse bestimmen, und dann mit der Erfahrung vergleichen.

Es sey (Fig. 20.) AB eine kreisförmige Scheibe, welche horizontal bis zu der eben erwähnten Grenze erhoben ist; $CABD$ sey ein vertikaler, durch den Mittelpunkt G der Scheibe gehender Querschnitt der gehobenen Säule des Flüssigen; so ist AEC die Curve, durch deren Umdrehung um die vertikale Achse GH die Oberfläche der gehobenen Säule bestimmt wird. Der Scheibe Halbmesser sey $= l$, und $l + y$ sey der Abstand irgend eines Punktes der krummen Oberfläche von der Achse, und z die Höhe eben dieses Punktes über dem Niveau des unbegrenzten Flüssigen. Die Differentialgleichung für die Oberfläche findet sich aus §. 4.; wo aber jetzt $b = \infty$ wird, weil der

niedrigste Punkt der krummen Fläche in der unbegrenzten Niveaufläche selbst liegt. Es ist also für diesen Fall

$$\frac{\frac{d^2z}{dy^2}}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{dy^2}\right)^3}} + \frac{1}{l+y}\,\frac{\frac{dz}{dy}}{\sqrt{\left(1+\frac{dz^2}{dy^2}\right)}} = 2\alpha z.$$

Um diese Gleichung zu integriren, wollen wir ω den Winkel nennen, welchen ein Element der Curve mit einer Horizontallinie macht, welche durch den untersten Punkt dieses Elementes an die Achse GH gezogen wird. Dann ist $\frac{dz}{dy} = -\, tang.\,\omega$, und die Gleichung wird zu folgender:

$$\frac{d\omega}{dy}\, cos.\,\omega + \frac{sin.\,\omega}{l+y} = -\, 2\alpha z.$$

Multiplicirt man mit $dz = -\, dy\,.\,tang.\,\omega$, und integrirt, so wird

$$+\, cos.\,\omega + \int \frac{dz\,.\,sin.\,\omega}{l+y} = const. - \alpha z^2.$$

Soll dieses Integral mit $z = o$ verschwinden, so wird für den Anfang des Integrals $\omega = o$, weil die Oberfläche sich in dem Niveau des unbegrenzten Flüssigen verliert; also $const. = 1$. Folglich erhalten wir

$$\alpha z^2 = 1 - cos.\,\omega - \int \frac{dz\,.\,sin.\,\omega}{l+y},$$

wo dann auch das letztere Integral mit $z = o$ anfängt.

Für eine beträchtlich grosse Scheibe ist l sehr bedeutend gross in Vergleichung mit $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$, und man erhält daher dann einen ersten genäherten

Werth von z, wenn man in der vorſtehenden Gleichung das unaufgelöſete Integral wegläſst. Dieſer *genäherte* Werth iſt

$$z = \sin.\tfrac{1}{2}\omega \,.\, \sqrt{\frac{2}{\alpha}}.$$

Wird das Differential dieſes Werths in dem Gliede $-\int \frac{dz \,.\, \sin.\omega}{l+y}$ gebraucht, ſo hat man

$-\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \,.\, \int \frac{d\omega \,.\, \sin.\frac{1}{2}\omega \,.\, \cos.^2\frac{1}{2}\omega}{l+y}$, und dieſes Integral iſt, von $\omega = o$ an genommen,

$$= -\frac{2\sqrt{\frac{2}{\alpha}}}{3(l+y)} \,.\, (1-\cos.^3\tfrac{1}{2}\omega) - \tfrac{2}{3}\frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \,.\, \int \frac{dy \,.\, (1-\cos.^3\frac{1}{2}\omega)}{(l+y)^2}.$$

Das Element dieſes letzten Integrals iſt nie unendlich; denn wenn auch $\frac{dy}{d\omega}$ unendlich wird für $\omega = o$, indem es dann $= -\frac{dz \,.\, \cos.\omega}{d\omega \,.\, \sin.\omega} = -\frac{1}{2.\sqrt{2\alpha}} \,.\, \frac{\cos.\omega}{\sin.\frac{1}{2}\omega}$, iſt, ſo wird doch jenes Differential nicht unendlich, weil es den letztern Coëfficienten, mit $d\omega \,.\, (1 - \cos.^3\frac{1}{2}\omega)$ multiplicirt, enthält.

Läſst man die mit $(l+y)^2$ dividirten Glieder in Vergleichung gegen die mit $l+y$ dividirten aus dieſem Integrale weg, ſo iſt

$$-\int \frac{dz \,.\, \sin.\omega}{l+y} \doteq -\frac{2\sqrt{2} \,.\, (1-\cos.^3\frac{1}{2}\omega)}{3 \,.\, (l+y) \,.\, \sqrt{\alpha}}.$$

Bedeutet ω' den Winkel, welchen der äuſserſte Theil der Curve mit der nach dem Centro der Scheibe längs ihrer untern Oberfläche gezogenen Linie macht, und z' den äuſserſten Werth von z, oder die ganze Höhe der durch die Scheibe geho-

benen Säule, so giebt unsere oben gefundene Formel

$$az'^2 = 1 + \cos.\omega' - \tfrac{2}{3}.\sqrt{\tfrac{2}{\alpha}}.\frac{(1 - \sin.\omega')}{l},$$

weil hier $\omega = \pi - \omega'$ ist. Es ist also beinahe

$$z' = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}}.\cos.\tfrac{1}{2}\omega' - \frac{(1 - \sin.^3\tfrac{1}{2}\omega')}{3l\alpha.\cos.\tfrac{1}{2}\omega'}.$$

Um nun das ganze Gewicht der gehobenen Säule zu haben, muss man diesen Werth von z' mit ϖl^2, als dem Inhalte der untern Fläche der Scheibe, multipliciren, und das Gewicht des Flüssigen, welches ausserhalb dieses Cylinders gehoben ist, hinzu addiren. Das Volumen des letztern ist $= - 2\varpi\int(l+y)\,zdy$, wenn man dieses Integral von $\omega = o$ bis $\omega = \pi - \omega'$ nimmt. Wir hatten aber vorhin $-2\alpha z = \frac{d\omega.\cos.\omega}{dy} + \frac{\sin.\omega}{l+y}$, also ist

$$-\int(l+y).zdy = \int\frac{(l+y).d\omega.\cos.\omega + dy.\sin.\omega}{2\alpha}$$

$$= \frac{(l+y).\sin.\omega}{2\alpha} + const.;$$

und dieses Integral muss auf die Grenzen $\omega = o$ und $\omega = \pi - \omega'$ ausgedehnt werden. Für $\omega = o$ verschwindet $(l+y).\sin.\omega$; zwar wird dann $l+y = \infty$, aber es läst sich zeigen, dass das Produkt dennoch $= o$ ist. Denkt man sich nämlich $l+y$ durch eine nach den Potenzen von ω wachsende Reihe ausgedrückt, so wird das erste Glied von dieser Form seyn $A.\omega^{-r}$; weil hingegen z mit ω zugleich verschwindet, so muss in einer nach wachsenden Potenzen von ω geordneten Reihe,

welche z ausdrückt, das erste Glied von der Form $A'.\omega^{r'}$ seyn, wenn r und r' positive Zahlen sind. Die Gleichung $\frac{dz}{dy} = -tang.\omega$ giebt also, wenn man nur auf diese ersten Glieder Rücksicht nimmt, für sehr kleine Werthe von ω

$$\frac{r'A'.\omega^{r'}}{rA.\omega^{-r}} = \omega = \frac{r'A'}{rA}.\omega^{r+r'},$$

und die Vergleichung der Potenzen von ω zeigt, dass $r + r' = 1$ oder $r' = 1 - r$ ist. Setzt man also in dem Produkte $(l + y).sin.\omega$, für die kleinsten Werthe von ω, $l + y = y' = A\omega^{-r}$ und $sin.\omega = \omega$, so wird dieses Produkt $= A\omega^{1-r} = A\omega^{r'}$, und es verschwindet also mit ω zugleich. Den vollständigen Werth des Integrals findet man nun, wenn man $\omega = \pi - \omega'$ und $y = o$ setzt, also

$$-2\pi\int(l + y)\,zdy = \frac{\pi}{\alpha}.l.sin.\omega',$$

und folglich ist das *Volumen der ganzen gehobenen Säule* =

$$\frac{\pi l^2.\sqrt{2}.cos.\frac{1}{2}\omega'}{\sqrt{\alpha}} - \frac{\pi l}{3\alpha.cos.\frac{1}{2}\omega'}.[1 - 6 sin.\tfrac{1}{2}\omega' + 5 sin.^3\tfrac{1}{2}\omega'].$$

Nach dieser Formel lassen sich die Resultate von Versuchen vergleichen, wenn man nur noch α kennte. Wir fanden aber in §. 6., wenn dort für $\frac{g}{H} = \alpha$ diese letztere Grösse gesetzt wird, und q die Höhe ist, welche das Flüssige in der Achse eines cylindrischen Haarröhrchens vom Durchmesser $= h$ erreicht, da denn das dortige $2l$ hier $= h$ ist,

$$q = \frac{2.sin.\vartheta'}{\alpha h}.\left[1 - \frac{h}{2q.sin.\vartheta'}.\left(1 - \frac{2}{3}\frac{(1 - cos.^3\vartheta')}{sin.^2\vartheta'}\right)\right]$$

oder weil $\vartheta' = \pi - \omega'$,

$$q = \frac{2 \cdot \cos.\omega'}{\alpha h} \cdot \left(1 - \frac{h}{6q \cdot \cos.^3\omega'} \cdot (1 - \sin.\omega')^2 \cdot (1 + 2\sin.\omega')\right).$$

Diese Gleichung giebt beinahe

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{h}{2 \cdot \cos.\omega'} \cdot \left(q + \frac{h}{6 \cdot \cos.^3\omega'} \cdot (1 - \sin.\omega')^2 \cdot (1 + 2\sin.\omega')\right).$$

Hierbei muſs q negativ angenommen werden, wenn ſtatt der Erhebung Depreſſion Statt findet.

Dieſe Gleichung zeigt denn auch, daſs man, um Höhen zu erhalten, welche dem innern Durchmeſſer der Röhre umgekehrt proportional ſind, zu den beobachteten Höhen q das Sechstel des Durchmeſſers, multiplicirt mit $\frac{(1 - \sin.\omega')^2 \cdot (1 + 2\sin.\omega')}{\cos.^3\omega'}$, addiren muſs, und dieſer Factor wird $= 1$ für $\omega' = o$. Auf dieſe Correction muſs man bei ſo genauen Beobachtungen, als diejenigen ſind, die wir anführen werden, nothwendig Rückſicht nehmen.

Verſuche von Gay-Luſſac.

23. Hr. Gay-Luſſac hat auf mein Erſuchen *Verſuche* über dieſen Gegenſtand unternommen, und hat zur Abmeſſung der Erhebung oder der Senkung des Flüſſigen in durchſichtigen Haarröhrchen ein Mittel erdacht, wodurch ſeine Verſuche die Genauigkeit aſtronomiſcher Beobachtungen erhalten. Man kann daher ſeine Reſultate mit völligem Vertrauen annehmen. Er bediente ſich dabei gut calibrirter Röhren, und ihr innerer Halbmeſſer wurde durch das Gewicht der ſie füllenden Queckſil-

berfäulen bestimmt, welches die genaueste Methode ist, diese Halbmesser zu messen.

Die Physiker sind nicht einstimmig über die Höhe, zu welcher sich das *Wasser* in *Glasröhren* von gegebenem Halbmesser erhebt; ja ihre Angaben weichen so von einander ab, dass einige diese Höhe doppelt so gross, als andere, setzen. Dieser Unterschied rührt vorzüglich von der mindern oder mehrern Befeuchtung der Röhrenwände her; wenn diese sehr nass sind, wie es bei den folgenden Versuchen der Fall war, so erhebt sich das Wasser in einerlei Röhre immer fast genau bis zu einerlei Höhe. Herr Gay-Lussac stellte die folgende Beobachtung in einer Röhre von weissem Glase an, deren innerer Durchmesser = 1,29441 Millimeter war. Die Erhebung des niedrigsten Punktes des in ihr enthaltenen Wassers, über dem Wasser-Niveau in dem sehr weiten Gefässe, worin ihr unteres Ende eingetaucht war, betrug, nach mehrern überein stimmenden Versuchen, 23,1634 Millim., bei einer Temperatur von etwa $8\frac{1}{2}$ Gr. der hundertheiligen Scale. Da das Wasser die Röhre vollkommen befeuchtete, so war in diesem Falle der Winkel $\omega' = o$. Vermehrt man daher jene beobachtete Höhe um ein Sechstel des Halbmessers der Röhre, so erhält man die *corrigirte Höhe* = 23,3791 Millimeter. Diese Grösse, mit dem Durchmesser der Röhre multiplicirt, giebt

$$\frac{2}{\alpha} = 30,2621 \text{ Quadrat-Millimeter.}$$

In einer andern Röhre, deren innerer Durchmesser = 1,90381 Millimeter war, beobachtete Herr Gay-Lussac, bei eben der Temperatur, die Erhebung des niedrigsten Punktes der hohlen Oberfläche über das Niveau = 15,5861, also die corrigirte Höhe = 15,9034 Millimeter. Leitet man aus der corrigirten Höhe beim ersten Versuche die corrigirte Höhe ab, welche für die zweite Röhre Statt finden muss, so findet sie sich = 15,896 Millimeter, welches wenig von der Beobachtung abweicht. Man sieht daher, dass die corrigirten Höhen überaus nahe den Durchmessern der Röhren umgekehrt proportional sind, und dass man bei sehr genauen Beobachtungen die Correction durch Addition von einem Sechstel des Durchmessers der Röhre nicht vernachlässigen darf.

Man könnte den Werth von $\frac{2}{\alpha}$ auch aus der Höhe bestimmen, welche der niedrigste Punkt der Oberfläche des Wassers zwischen *zwei vertikalen* und parallelen, einander sehr genäherten, *Ebenen* erreicht, wenn diese Ebenen mit ihrem untern Ende in ein weites Gefäss mit Wasser getaucht sind. Herr Gay-Lussac fand aus fünf, wenig von einander abweichenden Versuchen, diese Höhe = 13,574 Millimeter, wenn der Abstand beider Ebenen von einander 1,069 Millimeter betrug. Dieser Abstand war genau dem Durchmesser eines durch den Drahtzug gezogenen Drahtes gleich, und um diesen Durchmesser zu bestimmen, waren mehrere

Stücke des Drahtes ganz dicht an einander gelegt, und die ziemlich beträchtliche Breite, welche der Summe ihrer Durchmesser gleich war, mit Sorgfalt gemessen, und mit der Anzahl der Durchmesser dividirt worden. Die Glasplatten waren vollkommen eben und sehr stark befeuchtet; die Temperatur betrug während der Versuche 16° C. Addirt man zu der beobachteten Höhe des Wasserstandes das Produkt aus dem halben Abstande der Ebenen von einander in $1 - \frac{1}{4}\pi$ (wo $\pi = 3{,}14159$) und multiplicirt die Summe durch den Abstand der beiden Ebenen, $= 1{,}069$, so hat man den Werth von $\frac{1}{\alpha}$ (nach §. 9. am Ende). Die eben angeführten Versuche ergeben hiernach diesen Werth $\frac{1}{\alpha} = 14{,}524$ Millimeter. Dieser Werth muss etwas vermehrt werden, um ihn auf die bei den vorigen Versuchen Statt findende Temperatur von $8\frac{1}{4}$ Gr. zurück zu führen, weil die Erhebung mit der Temperatur des Flüssigen wächst. Uebrigens weicht er wenig von dem aus jenen Versuchen abgeleiteten $= 15{,}13$. ab. Auch hier wird also wieder das Resultat der Theorie bestätigt, dass die Erhebung zwischen zwei parallelen Ebenen ungefähr die Hälfte der Höhe ist, welche das Flüssige in einem Haarröhrchen erlangen würde, dessen Durchmesser dem Abstande der Ebenen von einander gleich ist.

Wir wollen indess hier den aus den Versuchen mit engen Röhren hergeleiteten Werth beibehalten,

und alſo für $8\frac{1}{2}$ Gr. C. Temperatur $\frac{2}{\alpha} = 30,2621$ Quadrat-Millimeter ſetzen. Dieſes angenommen, giebt die vorige Formel für das *Volumen Waſſers, welches durch eine kreisförmige Scheibe von weiſsem Glaſe*, deren Durchmeſſer 118,366 Millimeter iſt, angehoben wird,

$= 60,5327 - 0,9378$ Kubik-Centimeter.

Das Gewicht des Kubik-Centimeters Waſſer von der *gröſseſten* Dichtigkeit iſt = 1 Gramme; aber da die Verſuche bei $8\frac{1}{2}$ Gr. Temperatur angeſtellt worden, ſo wiegt der Kubik-Centimeter Waſſers in dieſem Falle etwas weniger als 1 Gramme. Zieht man dieſe Correction in Betrachtung, ſo findet man das *Gewicht* der gehobenen Waſſerſäule, für den Augenblick, da die Scheibe im Begriffe iſt, ſich abzulöſen, = 59,5878 Grammen. Herr Gay-Luſſac hat durch mehrere gut überein ſtimmende Verſuche dieſes Gewicht = 59,40 Gr. gefunden, alſo mit dem Reſultate der Analyſis ſo genau überein ſtimmend, als man nur immer erwarten kann.

Bei Verſuchen mit *Alkohol*, deſſen ſpecifiſche Schwere bei $8\frac{1}{2}$ Gr. Temperatur = 0,81961 war, wenn man die ſpecifiſche Schwere des gleich warmen Waſſers = 1 ſetzte, fand ſich bei 8 Gr. Temperatur die Erhebung, welche er in der vorhin zuerſt gebrauchten Röhre über dem Niveau annahm, = 9,18235 Millimeter. Da auch der Alkohol das Glas vollkommen befeuchtet, ſo muſs

man zu dieser Höhe ein Sechstel des Durchmessers der Röhre addiren, so daſs sie = 9,39808 Millim. wird; und diese Gröſse mit dem Durchmesser der Röhre multiplicirt, giebt, in Beziehung auf diesen Alkohol,

$$\frac{2}{\alpha} = 12{,}1649 \text{ Quadrat-Millimeter.}$$

Mit Hülfe dieses Werthes läſst sich nun die corrigirte Höhe für die zweite Röhre finden, wenn man $\frac{2}{\alpha}$ mit dem Durchmesser dieser Röhre dividirt; die Rechnung giebt sie = 6,38976, und Hr. Gay-Lussac fand sie durch Beobachtung = 6,40127. Diese so nahe Uebereinstimmung zeigt, daſs die corrigirten Erhebungen des Alkohols in sehr engen Röhrchen sich umgekehrt wie die Durchmesser der Röhren verhalten.

Gebraucht man diesen Werth von $\frac{2}{\alpha}$, so findet man das Volumen des Alkohols, den die vorhin gebrauchte Glasscheibe in dem Augenblicke des Losreiſsens von der Oberfläche des Alkohols erhoben hat,

$$= 38{,}3792 - 0{,}3770 \text{ Kubik-Centimeter.}$$

Wird dieses Volumen mit dem specifischen Gewichte des Alkohols = 0,81961 multiplicirt, so erhält man das Volumen Wasser, welches eben so viel wiegt als diese Masse Alkohol, = 31,1469 Kubik-Centimeter Wasser von 8 Gr. Temperatur, von welchem das Gewicht = 31,1435 Grammen ist. So groſs müſste also das Gewicht seyn, welches gerade hinreicht, jene Scheibe, bei 8 Gr. Tempe-

ratur, von dem Alkohol zu trennen. Hr. Gay-Lussac fand durch Beobachtung dieses Gewicht = 31,08 Grammen, nahe genug der Berechnung gemäfs.

Alkohol, dessen specifische Schwere bei 10 Gr. Temperatur = 0,8595 war, wenn die des Wassers bei gleicher Temperatur = 1 ist, stieg in der ersten Röhre zu 9,30097 Millimeter, welches die corrigirte Höhe = 9,51649 Millimeter und für diesen Alkohol den Werth von $\frac{2}{\alpha} = 12,31905$ Quadrat-Millimeter giebt. Hieraus folgt das Gewicht, welches nöthig ist, um die eben erwähnte Scheibe von der Oberfläche dieses Alkohols abzureifsen, = 32,86 Grammen. Die Beobachtung des Herrn Gay-Lussac gab 32,87.

Endlich für Alkohol, dessen Dichtigkeit bei 8 Gr. Temperatur = 0,94153 war, fand sich die Erhebung in der ersten Röhre = 9,99727 Millim., also $\frac{2}{\alpha} = 13,2198$ Quadrat-Millimeter, und folglich die Adhäsion der vorhin gebrauchten Scheibe = 37,283 Grammen. Herr Gay-Lussac fand bei eben der Temperatur durch Beobachtung 37,152 Grammen.

Terpenthin-Oehl, dessen specifisches Gewicht bei 8 Gr. Temperatur, verglichen mit der des eben so warmen Wassers, = 0,869458 war, stieg in der ersten Röhre auf 9,95159 Millimeter. Dieses giebt die corrigirte Höhe = 10,16729 und $\frac{2}{\alpha} = 13,1606$ Quadrat-Millimeter, und daraus findet sich die

Adhäsion der vorigen Scheibe an dieses Flüssige durch Rechnung = 34,350 Grammen. Hr. Gay-Lussac fand sie durch Beobachtung bei eben der Temperatur = 34,104 Gr., abermahls wenig von der Berechnung verschieden.

Herr Gay-Lussac hat mehrere Versuche über die Adhäsion eben dieser Scheibe an *Quecksilber* gemacht; aber um sie mit der Theorie zu vergleichen, muss man *erstens* die Erhebung des Quecksilbers in einer Glasröhre von gegebenem Durchmesser, und *zweitens* den Winkel kennen, welchen die Oberfläche des Quecksilbers mit dem Glase im Punkte der Berührung bildet. Beide Stücke sind durch die Beobachtung schwer zu bestimmen, weil die Reibung des Quecksilbers an dem Glase der Erhebung oder Niederdrückung des Quecksilbers im Haarröhrchen zu viel Hinderniss in den Weg legt, und weil sie auch den Neigungswinkel der Oberfläche des Quecksilbers gegen die Röhrenwand erheblich ändern kann. Die Vergleichung mehrerer Beobachtungen über Phänomene, welche von der Haarröhren-Kraft abhängen, mit der Theorie, hat mir, als mittleren Werth von $\frac{2}{\alpha}$ für das Quecksilber, bei einer Temperatur von 10 Graden,

$$\frac{2}{\alpha} = 13 \text{ Quadrat-Millimeter}$$

gegeben, und für den spitzen Winkel, welchen die Wände des Glasgefässes mit einer Tangentialebene machen, welche an die Oberfläche des Quecksilbers

an der Grenze der Wirkungssphäre der Wände gelegt wird, . . . 48 Centesimal-Grade.

Ich werde von diesen Grössen Gebrauch machen, obgleich sie vielleicht durch zahlreichere Beobachtungen noch berichtigt werden können. Sie geben $\omega' = 152$ Gr. und $\frac{1}{2}\omega' = 76$ Gr. der Centesimaltheilung. Unsere Formel bestimmt daher das Gewicht der durch die vorige Glasplatte gehobenen Quecksilbersäule = 207 Grammen. Hr. Gay-Lussac fand zwischen den Resultaten seiner Versuche über diesen Gegenstand äusserst grosse Verschiedenheiten. Bei seinen Beobachtungen über die Adhäsion der Glasscheibe an der Oberfläche eines Flüssigen, hing er diese Scheibe an eine sehr genaue Wage und hob sie durch sehr kleine Gewichte, die allmählich und langsam in die gegenüber hängende Wagschale zugelegt wurden. Die Summe der kleinen Gewichte in dem Augenblicke, da die Scheibe sich von der Oberfläche des Flüssigen los riss, bestimmte das Gewicht der ganzen gehobenen Säule. Verfuhr er nun beim Quecksilber auf diese Weise, so fand er, dass diese Summe desto grösser war, je langsamer er die Gewichte nachlegte, und als er sehr lange Zeiträume zwischen dem Auflegen der Gewichte verfliessen liess, so konnte er es dahin bringen, dass die Summe derselben von 158 bis 296 Grammen stieg. Diese Summe hängt, wie die vorige Formel zeigt, von dem spitzen Winkel ab, welchen die Oberfläche des Quecksilbers mit der des Glases macht, und ist

sehr

sehr nahe dem Sinus der Hälfte dieses Winkels proportional; es zeigt aber die tägliche Erfahrung am Barometer, dass dieser Winkel sich erheblich vermehren kann, wenn das Quecksilber sehr langsam sinkt, weil dann die Reibung des Flüssigen gegen die Wände der Röhre, die an den Wänden liegenden Theilchen am Sinken hindert. Eben so hindert die Reibung die Quecksilbersäule, sich von der Scheibe los zu reissen; reisst sie sich aber los, so verläst sie erst den Rand der Scheibe, dann wird sie immer schmäler und verläst endlich die Scheibe ganz. Die Reibung des Quecksilbers gegen die untere Fläche der Scheibe muss diesen Erfolg hindern, und eben so, wie beim Sinken des Barometers, den spitzen Berührungswinkel der Oberfläche des Quecksilbers und des Glases vermindern. Man übersieht daher, dass, wenn alle Theilchen der flüssigen Säule Zeit genug haben, um sich dem hieraus entstehenden neuen Zustande des Gleichgewichtes zu accommodiren, das ganze zum Losreissen der Scheibe nöthige Gewicht leicht noch sehr viel grösser werden kann. Dieses Gewicht würde sogar auf 400 Grammen steigen, wenn der Berührungswinkel ein rechter wäre.

Scheiben von *verschiedenen Materien*, die mit einem Flüssigen vollkommen befeuchtet sind, müssen, bei gleichen Halbmessern, der Trennung von diesem Flüssigen gleichen Widerstand entgegen setzen; denn in diesem Falle wird der Widerstand durch den Zusammenhang des Flüssigen mit sich

an der Grenze der Wirkungssphäre der Wä...
wird, ... 48 Centesimal-Grade.
Ich werde von diesen Grösen Gebr...
obgleich sie vielleicht durch zahlre...
tungen noch berichtigt werden. ...
ben $\omega' = 152$ Gr. und $\frac{1}{2}\omega' =$ ...
simaltheilung. Unsere Forme...
Gewicht der durch die vor...
nen Quecksilbersäule = 2...
Lussac fand zwischen ...
suche über diesen Ge...
schiedenheiten. Be...
die Adhäsion der ... Beob-
eines Flüssigen, h...
genaue Wage ...
wichte, die a... ...dhäsion von Scheiben
über hängen... ...rien an der Oberfläche des
Summe der ... ...eobachtet, so läſst sich das Ver-
da die Sc... *anziehenden Kräfte* dieser Materien
sigen lo... ...üssige bestimmen. Bedient man sich
gehob... ...miger Scheiben von einem sehr grossen
silber ...chmesser, so ist, nach dem Vorigen, die ...
me *Adhäsion* beinahe $= \pi l^2 \cdot \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \cdot D' \cdot \cos.\frac{1}{2}\omega'$,
te... wenn D' die Dichtigkeit des Flüssigen bedeutet.

Nennt man also p das Gewicht, welches nöthig ist, um die Scheibe von der Oberfläche des Flüssigen los zu reissen, so ist jene Grösse $= p$. Hier beziehen sich die Grösen D' und α blos auf das Flüssige, und es sind daher die Werthe, welche $\cos.\frac{1}{2}\omega'$ bei Scheiben von gleichen Durchmessern, die aus versch...

denen Subſtanzen beſtehen, erhält, der Gröſse p, folglich $cos.^2 \frac{1}{2}\omega'$ der Gröſse p^2 proportional. Wir wiſſen aber (aus §. 13.), daſs $cos.^2 \frac{1}{2}\omega' = \frac{\varrho}{\varrho'}$ iſt; alſo ſind, da ϱ' ſich auf das Flüſſige bezieht, die den verſchiedenen Scheiben entſprechenden Werthe von ϱ den Quadraten der correſpondirenden Gewichte p proportional. Dieſe Werthe beziehen ſich (nach §. 1. am Ende) auf gleiche Volumina, und man muſs ſie mit den Dichtigkeiten der Subſtanzen dividiren, um die Werthe zu erhalten, welche ſich auf gleiche Maſſen beziehen. Dieſe Werthe von ϱ würden den Attractivkräften proportional ſeyn, wenn das Geſetz der Anziehung für die verſchiedenen Subſtanzen einerlei wäre; in dieſem Falle alſo verhielten ſich die *Attractivkräfte der verſchiedenen Materien auf das Flüſſige*, bei gleichem Volumen, wie die Quadrate der Gewichte, die erfordert werden, um einerlei Scheibe von der Oberfläche des Flüſſigen abzureiſsen.

Wenn eine Flüſſigkeit die Scheibe vollkommen befeuchtet, ſo zeigen die Beobachtungen über die Adhäſion bloſs die Attraction des Flüſſigen gegen ſich ſelbſt. Benetzt das Flüſſige die Scheiben nicht vollkommen, ſo bringt die Reibung deſſelben gegen die untere Seite groſse Aenderung in den Reſultaten der beobachteten Adhäſion hervor, ſo wie wir dieſes bei Glasplatten, die an einer Queckſilberfläche anliegen, geſehen haben. In dieſem Falle iſt es ſchwer, dasjenige Reſultat aus-

zufinden, welches ohne diese Anomalie Statt finden würde, und es läfst sich folglich die Attraction der Scheibe auf ein solches Flüssiges nicht sicher bestimmen.

Wir haben im Vorigen gesehen (§. 16.), dafs der Berührungswinkel des Quecksilbers mit dem Glase, im Wasser, $= 0$ ist, oder dafs die Oberfläche des mit Wasser bedeckten Quecksilbers in einem gläsernen Haarröhrchen eine convexe Halbkugel bildet. Hieraus folgt, wenn man eine Glasscheibe an die Oberfläche des Quecksilbers anlegt und dann die Glasscheibe und das Quecksilber im Gefäfse mit Wasser bedeckt, dafs $\omega' = \pi$ seyn, und folglich der vorige Ausdruck für das Gewicht der mit der Scheibe gehobenen Quecksilbersäule $= o$ werden mufs; die Scheibe mufs sich dann also ohne allen Widerstand vom Quecksilber trennen lassen. Und in der That hat Herr Gay-Lussac dieses bei seinen Versuchen so gefunden.

P. *Figur eines grofsen Quecksilber-Tropfens, und Depression des Quecksilbers in einer Glasröhre von bedeutendem Durchmesser.*

24. Wenn sich auf einer ebenen, horizontalen Glasplatte ein breiter, kreisförmiger Quecksilbertropfen befindet, so ist der vertikale, durch des Tropfens Centrum gehende, Querschnitt desselben am Scheitel sehr wenig gekrümmt; aber wenn man sich von diesem Punkte entfernt, so nimmt die Krümmung immer mehr zu bis an den

Punkt, wo die Tangente vertikal wird. In diesem Punkte ist die Breite des Tropfens am gröfsten und die Krümmung am stärksten; unterhalb nähert die Oberfläche sich wieder der Achse, und stöfst endlich unter einem spitzen Winkel mit dem Glase zusammen. Wir wollen jetzt die Gleichung für diese Durchschnitts-Curve bestimmen.

Es sey b der Krümmungshalbmesser der Curve am Scheitel, und es sey zugleich in diesem Scheitel der Anfangspunkt der horizontalen Ordinaten u und der vertikalen Ordinaten z, durch welche die Lage irgend eines Punktes der Curve bestimmt werde. Es ist dann nach §. 4.

$$\frac{\frac{d^2z}{du^2}}{\left(1+\frac{dz^2}{du^2}\right)^{\frac{3}{2}}} + \frac{\frac{1}{u}\cdot\frac{dz}{du}}{\left(1+\frac{dz^2}{du^2}\right)^{\frac{1}{2}}} - 2az = \frac{2}{b};$$

Ist der Tropfen sehr breit, so kann man für einen grofsen Theil seiner Oberfläche die dritten Potenzen von $\frac{dz}{du}$ vernachläfsigen, und dann erhält die Gleichung folgende Form

$$u\cdot\frac{d^2z}{du^2} + \frac{dz}{du} - 2auz - \frac{2u}{b} = 0.$$

Diese vereinfachte Gleichung ist dennoch nach den bekannten Methoden nicht integrabel, aber man kann ihr Genüge thun, wenn man

$$z = \frac{1}{\alpha b\pi}\int d\phi\,.\,[e^{u\sqrt{2\alpha}\,.\,\cos.\phi} - 1]$$

setzt, und das Integral von $\phi = 0$ bis $\phi = \pi$ nimmt. Dieser Werth ist nicht das vollständige Integral dieser Gleichung, aber er genügt für den

jetzigen Fall, wo z und $\frac{dz}{du}$ mit u zugleich verschwinden.

Daſs dieſer Werth der Differentialgleichung entſpreche, läſst ſich folgender Maſsen überſehen. Es folgt aus

$$z = \frac{1}{\alpha b \pi} \int d\phi \, [e^{u \cdot \cos.\phi \cdot \sqrt{2\alpha}} - 1]$$

$$\frac{dz}{du} = \frac{1}{\alpha b \pi} \int d\phi \cos.\phi \cdot \sqrt{(2\alpha)} \cdot e^{u \cos.\phi \cdot \sqrt{(2\alpha)}};$$

$$\frac{d^2 z}{du^2} = \frac{1}{\alpha b \pi} \int d\phi \cdot 2\alpha \cdot \cos.^2\phi \cdot e^{u \cos.\phi \cdot \sqrt{2\alpha}};$$

und wenn man dieſe Werthe in unſere zu integrirende Gleichung ſetzt, ſo muſs ſeyn

$$\frac{1}{\alpha b \pi} \int d\phi \, [2\alpha u \cdot \cos.^2\phi + \cos.\phi \cdot \sqrt{2\alpha} - 2\alpha u] \cdot e^{u \cdot \cos.\phi \sqrt{2\alpha}}$$
$$+ \frac{2u \int d\phi}{\pi} - \frac{2u}{b} = 0.$$

Nimmt man hier die Integrale von $\phi = 0$ bis $\phi = \pi$, ſo heben ſich ſogleich die beiden letzten Glieder auf, die erſtern aber geben

$$\frac{1}{\alpha b \pi} \sqrt{(2\alpha)} \cdot \sin.\phi \cdot e^{u \cos.\phi \cdot \sqrt{2\alpha}} + const.$$

Und da die $const. = 0$ wird für $\phi = 0$, und auch der vollſtändige Werth verſchwindet für $\phi = \pi$, ſo iſt unſerer Gleichung Genüge geſchehen.

Da $\cos.\phi = 1 - 2 \cdot \sin.^2 \frac{1}{2}\phi$, ſo kann man auch ſetzen

$$z = \frac{e^{u \sqrt{2\alpha}}}{\alpha b \pi} \int d\phi \cdot e^{-2u \cdot \sqrt{2\alpha} \cdot \sin.^2 \frac{1}{2}\phi} - \frac{1}{\alpha b}.$$

Wenn nun $2u \cdot \sqrt{2\alpha}$ einen bedeutenden Werth hat, wie dieſes gegen den Rand eines breiten Trop-

fens zu Statt findet, so wird der Werth von $e^{-2u\sqrt{2\alpha}\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\varphi}$ sehr klein und unmerklich, so bald φ einen merklichen Werth hat. Giebt man also dann der Integralformel $\int d\varphi\,.\,e^{-2u\sqrt{2\alpha}\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\varphi}$ folgende Form

$$\int d\varphi.\cos.\tfrac{1}{2}\varphi\left(1+\tfrac{1}{2}\sin^2\tfrac{1}{2}\varphi\right)e^{-2u\sqrt{2\alpha}\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\varphi}$$

$$+\,2\int d\varphi.\sin.^4\tfrac{1}{4}\varphi\left(1+2\cos.^2\tfrac{1}{4}\varphi\right).\,e^{-2u\sqrt{2\alpha}\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\varphi},$$

so kann man ohne merklichen Irrthum dieses letzte Glied weglassen, und erhält dann, wenn man $2u\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\varphi\,\sqrt{2\alpha}=t^2$ setzt,

$$z=\frac{e^{u\sqrt{2\alpha}}}{\alpha b\pi\sqrt{[2u\sqrt{2\alpha}]}}\int 2dt\,.\,e^{-t^2}\left(1+\frac{t^2}{4u\sqrt{2\alpha}}\right)-\frac{1}{\alpha b}.$$

Das Integral muss in Beziehung auf t von $t^2=o$ bis $t^2=2u\sqrt{2\alpha}$ genommen werden. Da aber, wie wir voraus setzen, $e^{-2u\sqrt{2\alpha}}$ eine unmerkliche Grösse ist, so kann man das Integral von $t=o$ bis $t=\infty$ nehmen, und hat dann $2\int dt\,.\,e^{-t^2}=\sqrt{\pi}$ und

$$z=\frac{e^{u\sqrt{2\alpha}}}{\alpha b\sqrt{[2\pi u\sqrt{2\alpha}]}}\left(1+\frac{1}{8u\sqrt{2\alpha}}\right)-\frac{1}{\alpha b}.\ ^{*)}$$

*) Ob gleich dieser Werth von z sich auf Punkte beziehen soll, die dem Rande näher liegen, so muss man sich doch erinnern, dass es nur für Punkte gelten kann, wo $\frac{dz}{du}$ sehr klein ist, und also nicht für die, welche dem äussern Rande sehr nahe liegen. Dass $\int e^{-t^2}dt=\frac{1}{2}\sqrt{\pi}$ sey, beweiset Kramp, *analyse des réfractions*, p. 65, wo indess der Beweis nicht ganz strenge ist, in so fern als er

jetzigen Fall, wo z und $\frac{dz}{du}$ mit u zugleich verschwinden.

Daſs dieſer Werth der Differentialgleichung entſpreche, läſst ſich folgender Maſsen überſehen. Es folgt aus

$$z = \frac{1}{\alpha b\pi}\int d\varphi\,[e^{u.\cos.\varphi.\sqrt{2\alpha}} - 1]$$

$$\frac{dz}{du} = \frac{1}{\alpha b\pi}\int d\varphi\,\cos.\varphi.\sqrt{(2\alpha)}.\,e^{u\cos.\varphi.\sqrt{(2\alpha)}};$$

$$\frac{d^2z}{du^2} = \frac{1}{\alpha b\pi}\int d\varphi.\,2\alpha.\cos.^2\varphi.\,e^{u\cos.\varphi.\sqrt{2\alpha}};$$

und wenn man dieſe Werthe in unſere zu integrirende Gleichung ſetzt, ſo muſs ſeyn

$$\frac{1}{\alpha b\pi}\int d\varphi\,[2\alpha u.\cos.^2\varphi + \cos.\varphi.\sqrt{2\alpha} - 2\alpha u].\,e^{u.\cos.\varphi\sqrt{2\alpha}}$$

$$+\frac{2u\int d\varphi}{\pi} - \frac{2u}{b} = 0.$$

Nimmt man hier die Integrale von $\varphi = 0$ bis $\varphi = \pi$, ſo heben ſich ſogleich die beiden letzten Glieder auf, die erſtern aber geben

$$\frac{1}{\alpha b\pi}\sqrt{(2\alpha)}.\,\mathit{ſin}.\varphi.\,e^{u\cos.\varphi.\sqrt{2\alpha}} + \mathit{conſt}.$$

Und da die $\mathit{conſt.} = 0$ wird für $\varphi = 0$, und auch der vollſtändige Werth verſchwindet für $\varphi = \pi$, ſo iſt unſerer Gleichung Genüge geſchehen.

Da $\cos.\varphi = 1 - 2.\mathit{ſin}.^2\tfrac{1}{2}\varphi$, ſo kann man auch ſetzen

$$z = \frac{e^{u\sqrt{2\alpha}}}{\alpha b\pi}\int d\varphi.\,e^{-2u.\sqrt{2\alpha}.\mathit{ſin}.^2\frac{1}{2}\varphi} - \frac{1}{\alpha b}.$$

Wenn nun $2u.\sqrt{2\alpha}$ einen bedeutenden Werth hat, wie dieſes gegen den Rand eines breiten Trop-

ſens zu Statt findet, ſo wird der Werth von $e^{-2u\sqrt{2\alpha}\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\phi}$ ſehr klein und unmerklich, ſo bald ϕ einen merklichen Werth hat. Giebt man alſo dann der Integralformel $\int d\phi\,.\,e^{-2u\sqrt{2\alpha}\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\phi}$ folgende Form

$$\int d\phi.\cos.\tfrac{1}{2}\phi\,(1+\tfrac{1}{2}\sin^2\tfrac{1}{2}\phi)\,e^{-2u\sqrt{2\alpha}\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\phi}$$

$$+\,2\int d\phi.\sin.^4\tfrac{1}{4}\phi\,(1+2\cos.^2\tfrac{1}{4}\phi).\,e^{-2u\sqrt{2\alpha}\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\phi},$$

ſo kann man ohne merklichen Irrthum dieſes letzte Glied weglaſſen, und erhält dann, wenn man $2u\,.\,\sin.^2\frac{1}{2}\phi\,\sqrt{2\alpha}=t^2$ ſetzt,

$$z=\frac{e^{u\sqrt{2\alpha}}}{\alpha b\pi\sqrt{[2u\sqrt{2\alpha}]}}\int 2dt\,.\,e^{-t^2}\left(1+\frac{t^2}{4u\sqrt{2\alpha}}\right)-\frac{1}{\alpha b}\,.$$

Das Integral muſs in Beziehung auf t von $t^2=o$ bis $t^2=2u\sqrt{2\alpha}$ genommen werden. Da aber, wie wir voraus ſetzen, $e^{-2u\sqrt{2\alpha}}$ eine unmerkliche Gröſse iſt, ſo kann man das Integral von $t=o$ bis $t=\infty$ nehmen, und hat dann $2\int dt\,.\,e^{-t^2}=\sqrt{\pi}$ und

$$z=\frac{e^{u\sqrt{2\alpha}}}{\alpha b\sqrt{[2\pi u\sqrt{2\alpha}]}}\left(1+\frac{1}{8u\sqrt{2\alpha}}\right)-\frac{1}{\alpha b}.\;\text{*)}$$

*) Ob gleich dieſer Werth von z ſich auf Punkte beziehen ſoll, die dem Rande näher liegen, ſo muſs man ſich doch erinnern, daſs es nur für Punkte gelten kann, wo $\frac{dz}{du}$ ſehr klein iſt, und alſo nicht für die, welche dem äuſsern Rande ſehr nahe liegen. Daſs $\int e^{-t^2}\,dt=\frac{1}{2}\sqrt{\pi}$ ſey, beweiſet Kramp, *analyſe des réfractions*, p. 65, wo indeſs der Beweis nicht ganz ſtrenge iſt, in ſo fern als er

... gebt der von z unabhängi-

$$\ldots - \cos.^3 \tfrac{1}{2}\omega') = aq^2 + \frac{2q}{b}.$$

... Tropfen ist $\frac{1}{b}$ ein kleiner ... Quadrat man weglassen darf, und ... vorige Gleichung beinahe

$$\ldots = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \cdot \sin. \tfrac{1}{2}\omega' + \frac{1 - \cos.^3 \frac{1}{2}\omega'}{3\alpha l . \sin. \frac{1}{2}\omega'}.$$

... zu bestimmen, kehren wir zu der ...

$$\ldots - du . \tan g. \omega = - \tfrac{1}{2} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha}} \cdot d\omega . \cos. \tfrac{1}{2}\omega$$

... welche giebt

$$\ldots - \log. \tan g. \tfrac{1}{4}\omega + 2 \cos. \tfrac{1}{2}\omega$$
$$+ l \sqrt{2\alpha} - \log. \tan g. \tfrac{1}{4}\omega' - 2 \cos. \tfrac{1}{2}\omega',$$

... beständige Gröſse ist dadurch bestimmt, ... $u = l$, $\omega = \omega'$ wird. Man hat also

$$\ldots \tan g. \tfrac{1}{4}\omega' . e^{(u-l)\sqrt{2\alpha} - 2\cos.\frac{1}{2}\omega + 2\cos.\frac{1}{2}\omega'},$$

... Basis des natürlichen Logarithmen-Systems ist. Für kleine Werthe von ω giebt diese Gleichung

$$\ldots \tan g. \tfrac{1}{4}\omega' . e^{(u-l)\sqrt{2\alpha} - \sin.^2 \frac{1}{4}\omega'}.$$

Substituirt man den oben für z gefundenen Ausdruck für den Fall, daſs ω sehr klein ist, so wird

$$\ldots \left(1 - \frac{3}{8u.\sqrt{2\alpha}} - \frac{3}{16u^2.\alpha}\right)$$

und man kann hier in den letzten Gliedern $u = l$ ..., und wenn l sehr groſs ist, die Glieder

Adhäsion der vorigen Scheibe an dieses Flüssige durch Rechnung = 34,350 Grammen. Hr. Gay-Lussac fand sie durch Beobachtung bei eben der Temperatur = 34,104 Gr., abermahls wenig von der Berechnung verschieden.

Herr Gay-Lussac hat mehrere Versuche über die Adhäsion eben dieser Scheibe an *Quecksilber* gemacht; aber um sie mit der Theorie zu vergleichen, muss man *erstens* die Erhebung des Quecksilbers in einer Glasröhre von gegebenem Durchmesser, und *zweitens* den Winkel kennen, welchen die Oberfläche des Quecksilbers mit dem Glase im Punkte der Berührung bildet. Beide Stücke sind durch die Beobachtung schwer zu bestimmen, weil die Reibung des Quecksilbers an dem Glase der Erhebung oder Niederdrückung des Quecksilbers im Haarröhrchen zu viel Hinderniss in den Weg legt, und weil sie auch den Neigungswinkel der Oberfläche des Quecksilbers gegen die Röhrenwand erheblich ändern kann. Die Vergleichung mehrerer Beobachtungen über Phänomene, welche von der Haarröhren-Kraft abhängen, mit der Theorie, hat mir, als mittleren Werth von $\frac{2}{\alpha}$ für das Quecksilber, bei einer Temperatur von 10 Graden,

$$\frac{2}{\alpha} = 13 \text{ Quadrat-Millimeter}$$

gegeben, und für den spitzen Winkel, welchen die Wände des Glasgefäses mit einer Tangentialebene machen, welche an die Oberfläche des Quecksilbers

ratur, von dem Alkohol zu trennen. Hr. Gay-Lussac fand durch Beobachtung dieses Gewicht = 31,08 Grammen, nahe genug der Berechnung gemäſs.

Alkohol, dessen specifische Schwere bei 10 Gr. Temperatur = 0,8595 war, wenn die des Wassers bei gleicher Temperatur = 1 ist, stieg in der ersten Röhre zu 9,30097 Millimeter, welches die corrigirte Höhe = 9,51649 Millimeter und für diesen Alkohol den Werth von $\frac{2}{\alpha} = 12,31905$ Quadrat-Millimeter giebt. Hieraus folgt das Gewicht, welches nöthig ist, um die eben erwähnte Scheibe von der Oberfläche dieses Alkohols abzureiſsen, = 32,86 Grammen. Die Beobachtung des Herrn Gay-Lussac gab 32,87.

Endlich für Alkohol, dessen Dichtigkeit bei 8 Gr. Temperatur = 0,94153 war, fand sich die Erhebung in der ersten Röhre = 9,99727 Millim., also $\frac{2}{\alpha} = 13,2198$ Quadrat-Millimeter, und folglich die Adhäsion der vorhin gebrauchten Scheibe = 37,283 Grammen. Herr Gay-Lussac fand bei eben der Temperatur durch Beobachtung 37,152 Grammen.

Terpenthin-Oehl, dessen specifisches Gewicht bei 8 Gr. Temperatur, verglichen mit der des eben so warmen Wassers, = 0,869458 war, stieg in der ersten Röhre auf 9,95159 Millimeter. Dieses giebt die corrigirte Höhe = 10,16729 und $\frac{2}{\alpha} = 13,1606$ Quadrat-Millimeter, und daraus findet sich die

Adhäsion der vorigen Scheibe an dieses Flüssige durch Rechnung = 34,350 Grammen. Hr. Gay-Lussac fand sie durch Beobachtung bei eben der Temperatur = 34,104 Gr., abermahls wenig von der Berechnung verschieden.

Herr Gay-Lussac hat mehrere Versuche über die Adhäsion eben dieser Scheibe an *Quecksilber* gemacht; aber um sie mit der Theorie zu vergleichen, muss man *erstens* die Erhebung des Quecksilbers in einer Glasröhre von gegebenem Durchmesser, und *zweitens* den Winkel kennen, welchen die Oberfläche des Quecksilbers mit dem Glase im Punkte der Berührung bildet. Beide Stücke sind durch die Beobachtung schwer zu bestimmen, weil die Reibung des Quecksilbers an dem Glase der Erhebung oder Niederdrückung des Quecksilbers im Haarröhrchen zu viel Hinderniss in den Weg legt, und weil sie auch den Neigungswinkel der Oberfläche des Quecksilbers gegen die Röhrenwand erheblich ändern kann. Die Vergleichung mehrerer Beobachtungen über Phänomene, welche von der Haarröhren-Kraft abhängen, mit der Theorie, hat mir, als mittleren Werth von $\frac{2}{\alpha}$ für das Quecksilber, bei einer Temperatur von 10 Graden,

$$\frac{2}{\alpha} = 13 \text{ Quadrat-Millimeter}$$

gegeben, und für den spitzen Winkel, welchen die Wände des Glasgefäßes mit einer Tangentialebene machen, welche an die Oberfläche des Quecksilbers

achtung folgt $\frac{2}{\alpha} = 12{,}0305$ Quadrat-Millimeter, und die vorige Formel giebt für die Erhebung in der weiten Röhre 0,3378 Millimeter, ftatt dafs die Erfahrung diefe Erhebung = 0,3835 gab. Diefer Unterfchied ift innerhalb der Grenzen der Irrthümer, welche fowohl bei den Verfuchen Statt finden, als auch aus der Formel, welche nur eine Näherungsformel ift, entfpringen konnten.

IV.

Ueber

das plötzliche, regellose Steigen und Fallen des Wassers im Genfersee, welches unter dem Namen Seiches bekannt ist,

und über

einige andere Erscheinungen an der Oberfläche von Seen;

von

VAUCHER in Genf,

mit Bemerkungen von Will. Nicholson in London.

Frei übersetzt von Gilbert.

Mit dem Namen *Seiches* bezeichnen die Bewohner der Ufer des Genfer-Sees gewisse Veränderungen im Niveau der Wasserfläche des Sees, welche plötzlich und unregelmäfsig eintreten, und mit dem jährlichen regelmäfsigen Anwachsen des Wassers, das vom Schmelzen des Schnees herrührt, nichts gemein haben. Diese Erscheinung ist schon von Fatio de Duilers zu Anfange des vorigen Jahrhunderts in Spon's Geschichte von *Genf* beschrieben worden, und später von Jalabert in den *Abhandlungen* der Pariser Akademie der Wissenschaften 1741, von Serre im *Journal des Savans* 1763, von Bertrand in seinen *Mémoires inédites* und von Saussure im 1. Bande seiner Reisen durch die Alpen. Einige diese Naturforscher ha-

ben versucht, die *Seiches* zu erklären, doch ist die Erscheinung von ihnen weder mit hinlänglicher Genauigkeit aufgefasst, noch als ein allgemeines Phänomen betrachtet worden. In dem *Bulletin des Sciences de la Soc. philom.* Nr. 96. haben die Herausgeber eine Abhandlung des Hrn. Vaucher über die *Seiches* im Auszuge bekannt gemacht; ich theile diesen Auszug dem Leser, so wie ich ihn finde, mit, und füge Bemerkungen des scharfsinnigen Physikers Nicholson bei, und einige interessante Erfahrungen, welche der Seefahrer Horsburgh über Erscheinungen ähnlicher Art in den indischen und chinesischen Meeren gemacht hat.

Folgendes sind die Resultate, welche Herr Vaucher aus seinen zahlreichen Beobachtungen über die *Seiches* gezogen hat.

1) Sie sind dem Genfersee nicht ausschliesslich eigen; man bemerkt sie auch auf dem Bodensee, dem Zürcher, dem Annecyer, dem Neufchateller See, und dem *Lago Maggiore*, und man hat Gründe, zu glauben, dass sie fast in allen Seen vorkommen, nur dass man auf sie nicht überall aufmerksam gewesen ist.

2) Die *Seiches* scheinen indessen in der That im Genfersee bedeutender, als in irgend einem der andern Seen zu seyn, in denen man sie bis jetzt beobachtet hat. Es ist nichts Seltenes, die Wasserfläche des Genfersees an gewissen Orten innerhalb 15 bis 20 Minuten sich um 3, 4 und selbst

5 Fuss

5 Fuſs erheben und nach einiger Zeit wieder herab ſinken zu ſehen, indeſs die ſtärkſten Seiches in andern Seen weit geringer ſind. Im Bodenſee betragen ſie nur 4 bis 5 Zoll, im Zürcherſee nur 1½ Zoll, im Annecyer nur 4 bis 5 Linien, und in dem Neufchateller See und dem Lago Maggiore ebenfalls nur wenige Linien.

3) In allen dieſen Seen, und vorzüglich in dem Genferſee, ſind die Waſſer-Erhebungen an denjenigen Orten am ſtärkſten und merklichſten, wo der See ſeinen Abfluſs hat. Zwei Lieues von Genf ſteigen ſie nicht höher als um 1 bis 2 Zoll; und nahe bei der Stelle, wo die Rhone in den See eintritt, ſind dieſe Seiches nicht höher, als in den andern genannten Seen.

4) In dieſen verſchiedenen Seen ſind ſie am merklichſten an den Stellen, wo der See ſich verengert.

5) Sie kommen, ohne Unterſchied, in allen Jahreszeiten und zu allen Tagesſtunden vor; doch in allen Seen häufiger bei Tage als bei Nacht, und häufiger im Frühjahre und Herbſte, als im Sommer und Winter.

6) Beſonders hat man in der Nähe von Genf bemerkt, daſs die ſtärkſten Waſſererhebungen zu Ende des Sommers, d. i., zu der Zeit vorkommen, wenn der Waſſerſtand des Sees am höchſten iſt.

7) Die *Seiches* ſind zwar überaus häufig, ſie betragen aber gewöhnlich nur einige Linien, oder höchſtens einige Zolle, und dann können ſie nicht

anders wahrgenommen werden, als an Vorrichtungen, durch welche sich die Höhe der Wasserfläche mit Genauigkeit messen läfst. Es ist dem Mangel an Beobachtungen dieser Art zuzuschreiben, dafs man sie bisher für sehr selten gehalten hat, da man ohne solche Apparate nur die sehr starken, mehrere Fufs betragenden, Erhebungen der Wasserfläche gewahr wird.

8) Die *Seiches* treten ein ohne irgend eine unruhige Bewegung, ohne Wellenschlagen oder Strömen in der Wasserfläche.

9) Ihre Dauer ist sehr verschieden, selten übersteigt sie 20 bis 25 Minuten, und oft ist sie viel kürzer.

10) Sie zeigen sich in jeder Temperatur. Indessen erhellt doch aus sehr umständlichen Beobachtungs-Tabellen, dafs sie desto häufiger und stärker sind, je veränderlicher der Zustand der Atmosphäre ist. Man hat bemerkt, dafs bedeutende Veränderungen des Barometers mit beträchtlichen Seiches correspondiren, und es ist eine allgemeine Meinung unter den Fischern, dafs die Seiches Veränderungen des Wetters anzeigen. Vorzüglich stark bemerkt man sie, wenn die Sonne aus dunkeln Wolken hervor tritt, und sehr hell zu scheinen anfängt.

Dieses sind die vornehmsten Umstände bei der Erscheinung der Seiches. Aus ihnen lassen sich die verschiedenen Erklärungen beurtheilen, welche man von dieser Erscheinung versucht hat. F a t i o schreibt die

Seiches sehr heftigen Windstößsen zu, welche das Wasser im engsten Theile des Sees zusammen drängen. Nach Jallabert sollen sie von einem plötzlichen Anwachsen der Arve herrühren, die sich in die Rhone, in geringer Entfernung vom See, unter einem bedeutenden Winkel ergiesst, und daher allerdings wohl die Rhone in ihrem Laufe zuweilen eine kurze Zeit über aufhalten, und dadurch machen kann, dass das Wasser des Sees in der Nähe von Genf etwas steigt. Bertrand endlich leitete diese Erscheinung von elektrischen Wolken ab, welche das Wasser des Sees anziehen, und dadurch um so stärkere Oscillationen in demselben bewirken sollen, je näher die Ufer des Sees einander sind *).

Herr Vaucher hält sich nicht dabei auf, zu zeigen, wie unzulänglich diese drei Hypothesen sind, um alle Umstände des Phänomens zu erklären. Die wahre Erklärung, bemerkt er, muss eines Theils allgemein, und andern Theils lokal seyn, in so fern sie sowohl von den unbedeutenden Seiches, die man auf allen Seen und an allen Stellen ihrer Oberfläche bemerkt, den Grund angeben, als auch erklären muss, warum diese Erscheinung am westlichen Ende des Genfersees weit merklicher, als an irgend einem andern bekannten Orte ist.

*) Es stehe hier die Hauptsache von dem, was man in dem ersten Theile von Saussure's Reisen in die Alpen (S. 15. der deutschen Uebersetzung) von diesem Phänomene fin-

Was das Erstere betrifft, so sucht Herr Vaucher den allgemeinen Grund der Seiches in den so häufigen Veränderungen, welche wir in der Schwere der Luftsäulen unserer Atmosphäre bemerken, und folglich in einem ungleichen Drucke des Luftkreises auf verschiedene Punkte der Oberfläche des Sees, welche Meinung auch schon Saussure im 1. Bande seiner *Voy. dans les Alpes* bestimmt geäusert hat.

Man begreift leicht, dass, wenn an irgend einer Stelle des Sees der Luftdruck plötzlich vermindert wird, ohne dass dieses an den übrigen Stellen der Oberfläche zugleich der Fall ist, oder

det. „Man sieht zuweilen in stürmischen Tagen das Wasser des Genfersees sich auf ein Mahl 4 bis 5 Fuss hoch erheben, dann wieder eben so schnell sinken, und so abwechselnder Weise einige Stunden lang fortfahren. Man nennt diese Naturerscheinung *Seiches*. Sie ist an den Ufern, da, wo der See am breitesten ist, nur wenig merklich; mehr an seinen Enden, hauptsächlich aber bei Genf, wo der See am engsten ist. Fatio leitet sie von Stössen des Südwindes her, der das Wasser gegen die Sandbank drücke, die den See oberhalb des Ausflusses der Rhone einschliesst. Der verstorbene Jallabert bemerkt, dass diese Erklärung sich nicht zu einem Ebben und Fluthen passe, das auch, nach häufigen Bemerkungen, zur Zeit der Windstille Statt finde. — — Man hat aber *Seiches* wahrgenommen, bei denen weder Windstösse voran gegangen, noch auch die Arve ausgetreten oder nur merklich angewachsen war. Ich selbst habe am 3. August 1763 eine der beträchtlichsten beobachtet, die man je wahrgenommen hat. In einer der Wallungen stieg das Wasser auf 4 F. 6 Z. 9 L. innerhalb 10 Minuten, und doch war die Arve nicht merklich gewachsen (vergl. *Hist. de l'Acad.* 1763). Umgekehrt sieht man sehr schnelle und beträchtliche Ver-

während er hier vielleicht gar vermehrt wird, — das Wasser an jener Stelle gezwungen seyn wird, anzusteigen, und wieder wird sinken müssen, so bald sich die Luftsäulen ins Gleichgewicht setzen. Bekanntlich sind die Veränderungen des Barometerstandes so häufig, dass das Barometer im Grunde niemahls völlig still steht. Diese Veränderungen können durch Abwechselung in der Temperatur entstehen; nach Saussure's Berechnung entspricht eine Abnahme von 3 Grad in der Temperatur einer Luftsäule, einer Veränderung von 0,85 Linien in dem Barometerstande. Veränderungen dieser Art finden in Gebirgsgegenden, am häufig-

änderungen der Arve, ohne dass daraus *Seiches* entstehen. Am 26. Okt. 1778 schwoll die Arve nach häufigem Regen und einem warmen Winde in wenig Stunden auf eine Höhe an, die sie seit 1740 nicht gehabt hatte. Die Rhone wurde durch sie in ihrem Laufe aufgehalten, und der See stieg, aber stufenweise, ohne die schnellen Wallungen zu zeigen, durch die sich die *Seiches* charakterisiren; und sein Fallen war eben so langsam, obschon die Arve sehr schnell wieder gesunken war. Sie hatte Nachmittags die grösste Höhe erreicht, in der sich zugleich das Wasser des Sees befand, und den andern Morgen war sie schon um 3 Fuss gefallen, während die Oberfläche des Sees sich erst um 6 Linien gesenkt hatte. Das Wasser eines so grossen Behälters konnte dem des Stroms nur langsam in seinen Veränderungen nachfolgen. — — Ich glaube, dass schnelle und lokale Veränderungen in der Schwere der Luft zu dieser Erscheinung das Ihrige beitragen, und diese einen Augenblick dauernde Ebbe und Fluth hervor bringen können, indem sie auf eine verschiedene Weise auf die Fläche des Sees drücken." — Man wird hieraus die unten folgenden Bemerkungen Nicholson's besser beurtheilen können. *Gilbert.*

ften im Frühjahre und Herbste und bei Annäherung von Stürmen und Gewittern Statt; alles Umstände, welche damit zusammen stimmen, dass zu diesen Zeiten die *Seiches* am häufigsten sind. Diese allgemeine Ursache erklärt die geringen Veränderungen des Niveau, welche allen Seen gemein sind; sie gilt aber zugleich für alle grossen Oberflächen, und es ist daher sehr wahrscheinlich, dass ähnliche Veränderungen des Niveau auch auf dem Meere Statt finden, unabhängig von der Ebbe und Fluth, welche Ursache ist, dass man sie dort bisher übersehen hat. Vielleicht tragen diese Veränderungen im Gewichte der Atmosphäre zu den plötzlichen und lokalen Erhebungen des Wassers in dem Meere bei, die man bisher alle ohne Unterschied zu den Wasserhosen gerechnet hat. Die nämliche Ursache kann auch auf die Flüsse wirken; aber statt deren Niveau zu erhöhen oder zu erniedrigen, muss sie sich, Herrn Vaucher zu Folge, dahin äussern, den Fluss in seinem Laufe für einen Augenblick zu beschleunigen oder zu retardiren; ein Umstand, der sehr schwer zu beobachten seyn würde, und über den wir noch gar nichts wissen.

Was den zweiten Theil der Erklärung betrifft, warum nämlich das Phänomen in dem hintersten Theile des Genfersees, unweit Genf, sich von so vorzüglicher Stärke zeigt, so gründet sie Hr. Vaucher auf Umstände, die diesem See eigen sind, und die sich in mindern Graden auch bei dem Zürchersee und bei dem Bodensee finden, wo die *Sei-*

ches nächst dem Genferſee am ſtärkſten ſind. Der erſte dieſer Umſtände iſt, daſs ſich der See an einer gewiſſen Stelle verengert; der zweite, daſs er nach ſeinem Ausfluſſe zu geneigt iſt.

Was den erſtern Umſtand betrifft, ſo reicht der Blick auf eine Karte des Genferſees hin, um ſich zu überzeugen, daſs der See an ſeinem weſtlichen Ende ſich beträchtlich verengert, ſo, daſs er eine halbe Lieue von Genf kaum ein Drittel ſo breit als bei Thonon iſt. Nun läſst ſich aber ein See von dieſer Geſtalt mit einer mit Waſſer gefüllten heberförmigen Röhre vergleichen, deren Schenkel von ſehr ungleichem Durchmeſſer ſind. Iſt z. B. der Querſchnitt des einen Schenkels 14 Mahl kleiner als der des andern, ſo wird, wenn plötzlich der Luftdruck auf den engern Schenkel um 1 Linie Waſſerhöhe zunimmt, das Waſſer in ihm um 14 Linien fallen, und in dem weiten Schenkel nur um 1 Linie ſteigen; und umgekehrt würde bei einer Vermehrung des Drucks auf den weiten Schenkel, der das Waſſer in demſelben um 1 Linie ſinken machte, das Waſſer im engen Schenkel im erſten Augenblicke um 14 Linien ſteigen. Und dieſer Erfolg würde der doppelte ſeyn, wenn der Druck der Atmoſphäre auf einen Schenkel abnähme, während er ſich auf dem andern vermehrte. Man wird dieſem zu Folge zugeben, daſs in Seen, die ſich an irgend einer Stelle merklich verengern, der Einfluſs der atmoſphäriſchen Veränderungen auf die Erzeugung der *Sei-*

ches an der engern Stelle beträchtlicher seyn muss, als an der weitern.

Ein ähnlicher Erfolg muss nach Herrn Vaucher auch Statt finden, wenn der Theil des Sees, wo dieser seinen Abfluss hat, gegen den Horizont geneigt ist. Er bemerkt, dass jeder in einer geneigten Ebene befindliche Theil einer Flüssigkeit als von zwei Kräften getrieben betrachtet werden kann; eine, welche ihn auf das Niveau des obern Theils der geneigten Ebene oder des Wasserbehälters zu erheben strebt, und die andere, welche ihn nach der Richtung des Stromes antreibt. Wenn nun die Theile der obern Flüssigkeit plötzlich niedergedrückt werden, und dadurch das Strömen einen Augenblick über aufhört, so werden die flüssigen Theilchen dann nur von der ersten Kraft getrieben, und von ihr zu dem vorigen Niveau der obern Theile aufwärts gehoben, von dem sie gleich darauf wieder herab sinken. Nun haben aber, wie oben bemerkt worden ist, alle die Stellen von Seen, wo die *Seiches* sehr merklich sind, wirklich einen beträchtlichen Abhang; und natürlich wird dieser Abhang stärker in den Jahreszeiten, in welchen das Wasser des Sees am höchsten steht; und gerade das ist die Zeit, wenn die *Seiches* in der Nähe von Genf am auffallendsten sind.

Ausser den Phänomenen der *Seiches* zeigen der Genfer und alle übrige Seen noch zwei auffallende Erscheinungen. Die eine wird von den Fischern auf dem Genfersee mit dem Namen der *Fon-*

tainen bezeichnet. Sie besteht darin, dass die Oberfläche des Sees, statt durchaus ruhig oder durchaus in Bewegung zu seyn, einige ruhige und einige bewegte Stellen zugleich enthält, die oft mit einander auf tausenderlei Arten untermengt, aber immer sehr deutlich und bestimmt sind. Diese Thatsache scheint anzuzeigen, dass von verschiedenen Säulen des Luftkreises, wenn sie gleich einander sehr nahe sind, einige in Bewegung, andere in Ruhe seyn können. Ein solches Aussehen der Wasserfläche gilt den Fischern für eine Anzeige von Regen.

Die andere Erscheinung, von der Hr. Vaucher redet, besteht in gewissen *schallenden*, entfernt scheinenden, Explosionen oder Stössen, die einem Kanonenschusse gleichen, und die man zuweilen an schönen Sommerabenden vernimmt. Diese Erscheinung kommt zwar nur selten vor, wird aber von mehreren Uferbewohnern des Genfersees bekräftigt. Sie findet auch nach Escher's Versicherung am Zürchersee, und nach Patrin's Behauptung im Baikalsee Statt. Herr Escher versichert, dass er alle Mahl, wenn er einen solchen Stoss gehört, nach $\frac{1}{2}$ oder $\frac{3}{4}$ Minuten aus dem Zürchersee eine Luftblase, ungefähr 1 Fuss im Durchmesser, habe aufsteigen sehen.

Bemerkungen

über die hier beschriebenen Erscheinungen an der Oberfläche der Seen, und über die Erklärungen derselben;

von

Will. Nicholson in London.

Keine der bisher angegebenen Ursachen scheint mir die Wirkung genügend zu erklären, welche auf dem Genfersee unter dem Namen *Seiches* bekannt ist. Plötzliche und heftige Windstöfse möchten schwerlich auf diese Weise so partiell wirken können, dafs nicht die gleichzeitige Existenz solcher *Squalls* die Aufmerksamkeit des gemeinen Volks sowohl als der genauern Beobachter, welche auf diese Veränderungen gemerkt haben, hätte auf sich ziehen sollen. Es hat nicht weniger Schwierigkeit, in dem Arvestrom unbeachtete Veränderungen anzunehmen, welche hinreichten, diese sehr merkliche Erhebungen an der Oberfläche des Sees hervor zu bringen. Herrn Bertrand's elektrische Hypothese verweiset zu einer Klasse von Erscheinungen, von der wir zu wenig wissen, als dafs wir sie anders, als nach Art einer sehr lokkern Conjectur, zulassen könnten; über diefs bemerken wir, dafs die Wirksamkeit elektrischer Wolken viel allgemeiner gegen Berge, als auf Thäler, in welchen die Seen nothwendig liegen, gerichtet ist. So sinnreich die neueste Erklärung auch ist, welche von Herrn Vaucher herrührt,

so erfordert doch auch sie, dass wir in der Atmosphäre Luftsäulen annehmen, die in ihrem Gewichte bedeutend verschieden, und doch nahe bei einander sind. Selbst wenn wir die Möglichkeit davon einräumen wollten, so bleiben doch noch grosse Zweifel an der Wahrscheinlichkeit. Die Aufgabe scheint mir eine leichtere Auflösung aus andern Erklärungsgründen zuzulassen, indess die Erklärung des Herrn Vaucher, wie ich glaube, von Annahmen ausgeht, welche mit den bekannten Gesetzen der Statik nicht bestehen.

Dieser scharfsichtige Beobachter setzt als Bedingungen seiner allgemeinen Theorie voraus, der See bestehe aus zwei verschiedenen Antheilen Wasser, von denen der eine viel ausgedehnter als der andere sey, und mit ihm durch einen engen Antheil in Verbindung stehe; und er meint, wenn der Druck der Atmosphäre auf den ausgedehntern Antheil grösser als auf den kleinern sey, müsse ersterer herab gedrückt und der letztere angehoben werden, und der Unterschied in der Höhe beider Oberflächen, der durch das Uebergehen irgend einer gegebenen Menge von Wasser bewirkt werde, sey um so grösser, je kleiner die Oberfläche ist.

Dieses ist sehr richtig. Aber es kann auf keinen Fall sich ereignen, dass der Unterschied der Höhen der einen und der andern Wassermasse mehr beträgt, als die Veränderung, welche in dem Stande eines Wasser-Barometers durch eine solche Verschiedenheit des Drucks hervor gebracht werden würde, nämlich ungefähr 14 Linien für je

1 Linie Veränderung im Stande des Quecksilber-Barometers. Gesetzt also auch, während der kurzen Zeit einer *Seiche* steige das gewöhnliche Barometer um ½ Zoll und sinke wieder eben so viel, (welches, wie ich glaube, noch nie geschehen ist) so würde doch die *Seiche* nicht über 7 Zoll steigen können. Der ganze Spielraum des Barometers entspricht keiner grössern Anhebung des Wassers als von 3½ Fuss, indess die Seiches das Wasser manchmahl um 5 Fuss ansteigen machen *).

Ich wage die Vermuthung, dass diese Erscheinung einer von den vielen oscillatorischen Vor-

*) Herr Nicholson berücksichtigt bei dieser Einwendung den Umstand nicht, welchen Herr Vaucher bei seiner Erklärung ausdrücklich in der Absicht, um diese Schwierigkeit zu heben, bemerkt zu haben scheint; dass nämlich; wenn die Wassermasse durch zunehmenden Druck auf den weiten Schenkel der heberförmigen Röhre in Bewegung gesetzt wird, sie in dem engern Schenkel im ersten Augenblicke weit höher steigen wird, als sie im weitern Schenkel sinkt. In wie fern sich aber dieses auf einen See übertragen lasse, der aus einem weitern und einem engern Theile besteht, und in wie weit die Dauer eines solchen Ansteigens der Seiche entspricht, das hätte allerdings einer genauern Untersuchung verdient. Wird plötzlich der Druck auf den weitern Theil des Sees vermehrt, so kommt die ganze Wassermasse dadurch in eine Bewegung herabwärts, und ehe diese nicht durch das Zurückwirken des in dem engern Theile angehobenen Wassers ganz aufgehoben, und in eine entgegen gesetzte Bewegung versetzt worden ist, wird das Wasser im engern Theile nicht die grösste Höhe ereicht haben, und von ihr nicht zurück sinken. Wäre die Geschwindigkeit des Wassers den Querschnitten der beiden Schenkel der Röhre verkehrt proportional, und diese verhielten sich wie 14 zu 1, so würde das Wasser in dem engern Schenkel beinahe bis zu der vierzehnfachen Höhe ansteigen, um die es in dem weitern Schenkel sinkt, also beinahe um

gängen ist, welche eintreten, so oft zwei variable Naturkräfte im Erzeugen oder Modificiren eines Erfolgs einander entgegen wirken. Die mehresten kleinen Seen werden durch Erweiterungen eines Flusses, der den See an einem Ende füllt, am andern leert, gebildet. In diesem Falle muss des Wassers in dem See immer mehr seyn, als hinreicht, ihn bis zu dem Niveau des niedrigsten Punktes der Wasserfläche, bei dem Ausflusse, zu füllen. Um wie viel mehr, das hängt von den Flüssen ab, welche ein- und welche ausfliessen. Nimmt die Menge des

14.14 Linien oder um 16 Zoll, für 1 Linie Quecksilberhöhe, um die der Druck auf dem weitern Schenkel zunähme. Ob wirklich die ganze Oberfläche des engern Theils des Sees bei einer *Seiche* ansteigt, und an welchen Stellen am höchsten, oder ob die Anhebungen lokaler sind, das erhellet aus dem nicht, was in dem vorstehenden Aufsatze aus den Beobachtungen des Herrn Vaucher mitgetheilt wird; und doch scheint das ein Umstand zu seyn, auf den es bei der Beurtheilung der Hypothesen, welche man zur Erklärung erdacht hat, vorzüglich anzukommen scheint. Ist es richtig, dass die *Seiches* (wie Saussure in der in der Anmerkung auf S. 344 f. mitgetheilten Stelle ausdrücklich und wiederholt versichert) in einer schwankenden Bewegung, die mit abwechselndem Steigen und Sinken des Wassers eine Zeit lang fortdauernd besteht, so wird dadurch die Vaucher'sche Erklärung noch um vieles wahrscheinlicher. Denn wenn das Wasser aus der engen Röhre in die weitere zurück tritt, wird es über den Zustand des Gleichgewichts hinaus gehen, und dadurch wiederholte Schwankungen hervor bringen. — Was die Erklärung Nicholson's betrifft, so scheint sie mir vollständig durch die Beobachtungen widerlegt zu werden, welche Saussure über den Einfluss des Standes der Arve auf den Stand des Sees und auf die *Seiches* anführt, und durch das, was oben, unter 10., vom Einflusse des Scheinens der Sonne auf die *Seiches* gesagt ist. *Gilbert.*

einströmenden Waſſers zu, ſo ſteigt das Niveau höher; daſſelbe bewirkt jede Zunahme der Hindernisse im Abfließen. Wird umgekehrt der Zufluſs vermindert, oder das Abfließen erleichtert, ſo muſs das Niveau der Waſſerfläche in dem See ſinken. Dieſe Wirkungen müſſen am auffallendſten an dem Ende des Sees wahrgenommen werden, wo die wirkende Urſache unmittelbar thätig iſt. Iſt eine Veränderung eingetreten, zum Beiſpiel das Sinken des Niveau, ſo wird ſie auf eine kurze Zeit lang fortdauern, wenn ſchon die Urſache zu wirken aufgehört hat, und daher muſs auf das Sinken ein Steigen folgen, und das ſelbſt, wenn die wirkenden Urſachen unverändert fortdauern. Veränderungen dieſer Art im Kleinen kann man bei Mühlen-Teichen und ſelbſt in den ebenen Stellen von Bächen, an Oertern wahrnehmen, wo das ſandige Ufer allmählich anſteigt, und Veränderungen im Niveau merklicher macht. Im Frühlinge und im Herbſte, wenn die Witterung am veränderlichſten iſt, ſind die Veränderungen in der Waſſermenge und folglich im Stande des Fluſſes oberhalb und unterhalb des Sees am häufigſten, und daher müſſen zu dieſer Zeit die *Seiches* häufiger und beträchtlicher ſeyn; auch müſſen ſie an den Enden eines langen Sees am wahrnehmbarſten ſeyn. Die andern Umſtände werden durch Urſachen modificirt, die ſich mehrentheils nur durch Beobachtungen an Ort und Stelle auffinden laſſen.

Die deutlich verschiedenen rauhen und glatten Stellen der Oberfläche des Genfersees, welche man dort *Fontaines* nennt, zeigen sich auch auf eine sehr auffallende Weise auf dem Meere, so oft nach gänzlicher Windstille ein Wind (*breeze*) sich erhebt. Diese merkwürdige Erscheinung liesse sich vielleicht erklären, wenn man annähme, dass die anfangenden Bewegungen der Luft mit Wirbeln (*eddies*) verbunden wären, die auf einige Stellen der Oberfläche stärker als auf andere einwirkten. Dieses scheint indess mit einer gewissen Stetigkeit, mit welcher die rauhen und die glatten Stellen der Oberfläche eine Zeit lang gesondert bleiben, nicht vereinbar zu seyn. Eine Vermuthung, auf welche ich kam, oder die vielleicht von jemand anders geäussert wurde, als ich mich vor vielen Jahren auf dem Meere befand, genügt mir zwar auch nicht, doch verdient sie hier angeführt zu werden. Es ist bekannt, dass der Wind auf Wasser, das mit irgend einer öhligen Lage bedeckt ist, nur wenig Macht hat, und aus den Versuchen Franklin's und einiger andern haben wir gelernt, dass ein einzelner Oehltropfen sich schnell über eine beträchtliche Wasserfläche verbreitet, und indem er alle elementarische Wellen zur Ruhe bringt, die Wasserfläche ausserordentlich eben macht. Es scheint mir nicht unwahrscheinlich, dass während einer Windstille ein öhliger Rückstand aus faulenden thierischen Theilen zur Oberfläche sich erheben und über sie theilweise unregelmässig ver-

... kann, und dafs solche Stellen eine bedeu-
... Zeit lang eben und glatt bleiben können, wenn ein sich sanft erhebender Wind die übrigen Stellen in Wellen gerunzelt hat. Ich glaube mich zu erinnern, dafs eine solche Erscheinung nicht über $\frac{1}{4}$ Stunde gedauert haben kann; doch ist sie sehr gewöhnlich, und ich habe sie häufig gesehen. Sollte nicht eine ähnliche Ursache diese Erscheinung in dem Genfersee bewirken?

Das *Getöse*, das wie entfernte Kanonenschüsse klingt, scheint allerdings auf einer Entwickelung von Gas aus dem Boden des Sees, das an der Oberfläche als eine Blase zerplatzt, zu beruhen. Folgende nicht allgemein bekannte Wirkung ist sehr geeignet, zu veranschaulichen, wie mächtige Bewegungen eine kleine Menge ansteigender Luft im Wasser hervor zu bringen vermag. Wenn ein Schwimmer so viel Luft, als die Lunge zu fassen vermag, eingeathmet hat, und dann 15, 20 oder mehr Fufs tief untertaucht, und in dieser Tiefe die Luft langsam aus dem Munde bläset, so hört er selbst ein brüllendes Getöse, und die Zuschauer sehen nicht ohne Verwunderung das Wasser in einer runden oder konischen Masse ungefähr einen Yard hoch ansteigen, um welche das Wasser auf einer Fläche von 7 bis 8 Quadratfufs umher fliefst. Ich zweifle nicht, dafs das Getöse dieser aufsteigenden Wassersäule und des Platzens der Luftblasen an einem stillen Sommerabend oder in der Nacht, wenn kein anderes Getöse es übertönt, bedeutend weit zu hören sey.

V.

Einige Thatsachen und Bemerkungen über Winde, Wellen und andere Erscheinungen an der Oberfläche des Meers;

von

James Horsburgh, Esq.

(Vergl. diese *Annalen*, 1809, St. 8, oder N. F. B. 2, S. 452.)

Der Auffatz des Herrn Vaucher über die sogenannten *Seiches* im Genfersee, und das, was Sie darüber sagen, hat mich veranlasst, die folgenden Bemerkungen über Ereignisse an der Oberfläche des Meeres aufzuschreiben, welche vorzüglich für das indische und das chinesische Meer, auf denen ich sie gemacht habe, gelten.

Wenn der Wind (*a steady breeze of wind*) bei heiterm Himmel oder indem kleine Wolken hoch in der Atmosphäre stehen, eine Zeit lang gleichförmig und mit Beständigkeit geweht hat, so sind die Wellen gewöhnlich regelmäfsig, glatt und gleich (*smooth*) und bewegen sich in der Richtung des Windes fort, besonders da, wo keine Strömung im Meere Statt findet. Bildet sich zu einer solchen Zeit eine dichte Wolke, und steht sie niedrig in der Atmosphäre wenn sie über den Beobachter fortzieht, so nimmt der regelmäfsige Wind an Stärke ab, und die Wellen scheinen durch die

Wolke, während sie über sie wegzieht, in eine unordentliche Bewegung zu gerathen, indem ihre Spitzen höher und unruhig (*turbulent*) sind; kaum ist indeſs die dichte Wolke über das Zenith des Beobachters fort, so nimmt der Wind wieder seine vorige Stärke an, und die Wellen laufen so glatt und gleich, als zuvor, dahin.

Entstehen mehrere dichte Wolken der Art, und kommen eine nach der andern mit dem herrschenden Winde an, so gerathen die Wellen in Unruhe und in Unordnung (*become turbulent and irregulary*), besonders wenn diese Wolken der Oberfläche der See nahe sind, und von Regenschauern begleitet werden. Man sieht dieses häufig in den Meeren Ostindiens, und mehr als ein Mahl brachte mich das auf den Gedanken, diese niedrigen und dichten Wolken hätten irgend eine Verwandtschaft zu der Oberfläche der See.

Die Wirkungen dieser dichten Wolken, während ihres Durchgehens durch das Zenith, sind denen entgegen gesetzt, welche man in der Regel bei einem Bö (*a regular squall*) wahrnimmt. Diese kündigt sich gewöhnlich durch eine kleine gewölbte (*arched*) Wolke an, welche entweder vom Horizonte aufsteigt, oder sich in geringer Höhe über dem Horizonte bildet, und allmählich bis nahe an das Zenith herauf kommt. Wenn das voran stehende Gewölk des Wolkengewölbes (*of the arch*) dem Zenith sich nähert, fängt der Windstoſs in seiner Heftigkeit an (*the strength of the*

squall commences), und dauert darin fort, während das Gewölk durch das Zenith hindurch geht; gerade das Gegentheil von dem, was dichte Wolken, die hoch über dem Horizonte entstanden sind, bewirken.

Strömungen oder *Ripplings* *) an der Oberfläche des Meers scheinen eine Verwandtschaft mit dem Winde zu haben. Da, wo Ebbe und Fluth sehr stark sind, z. B. in den Mündungen von grossen Strömen und anderwärts, bemerkt man öfters, dass die Stärke des Windes sich mit ihr verändert, indem, wenn der Wind gegen den Strom und also nahe in der Richtung der Fluth bläset, er zur Fluthzeit stark, zur Zeit der Ebbe mäsig ist.

In geringen Breiten nimmt man häufig die folgende Eigenheit in plötzlicher Veränderung der Stärke des Windes wahr. In tiefem Wasser, wo eine *Untiefe* von bedeutender Ausdehnung (eine Sandbank oder eine Korallenbank) in der Nähe ist, findet sich oft bei nicht stürmischem Wetter, wenn ein regelmäsiger Wind herrscht, dass auf diesen Bänken oder Untiefen der Wind viel schwächer ist, als in dem tiefen Wasser, ganz besonders zur Zeit, wenn auf ihnen Ebbe oder Fluth oder Strömungen ein Wirbeln (eine *Neer*) und *Ripplings* bewir-

*) *Currents or ripplings.* Ich behalte das letzte Wort unübersetzt bei, weil ich selbst in Hrn. Röding's Wörterbuch der Marine keinen deutschen Ausdruck dafür finde, sondern statt dessen „*Rippling*, das Geräusch eines Stroms an der Küste"; was indess Horsburgh darunter nicht versteht. *Gilbert.*

ken *). Ich habe oft wahrgenommen, daſs, wenn ich über den Rand einer ſolchen Bank wegkam, der regelmäſsige Wind augenblicklich in Stärke nachliefs, die vorige Kraft aber wieder annahm, wenn wir von der Bank herunter in das Waſſer kamen. Dieſes habe ich wiederholt bemerkt, und gefunden, daſs ein Schiff im ſeichten Waſſer auf einer ſolchen Bank ſchwer zu regieren iſt, indeſs man eine kleine Strecke davon in tiefem Waſſer einige der leichtern Segel einziehen muſste; ſo ſehr übertraf hier der regelmäſsige Wind an Stärke den Wind auf den Untiefen.

In verſchiedenen Theilen des indiſchen Meeres, beſonders öſtlich von den Nicobariſchen Inſeln, zwiſchen der Spitze von Achen und Junkceylon, herrſchen während des Süd-Weſt-Monſons ſehr ſtarke *Ripplings*. Wenn dieſe *Ripplings* ſehr hoch und zahlreich ſind, ſo bemerkt man ſelten irgend eine Strömung; welches ſonderbar ſcheint, da man ſie, ſo viel ich weiſs, allgemein für Wirkungen von Strömungen hält. Dieſe *Ripplings* zeigen ſich als lange ſchmale Runzeln oder

*) *If eddies or ripplings, occaſioned by tide or currents prevail on the banks at the time.* Herr Röding überſetzt *Eddy* durch *eine Neer*, und giebt folgende Erklärung: „So heiſst eine gegen den Strom wirbelnde Stelle des Meeres, oder das durch ein Hinderniſs zurück geſtoſsene Waſſer eines Stroms, das dadurch eine dem Strom entgegen geſetzte Richtung annimmt. Es kann ſolches durch eine im Wege liegende Sandbank oder hervorragende Spitze geſchehen. Eine Neer hat allezeit eine wirbelnde Bewegung, und zeigt ſich in einem untiefen Waſſer weit ſtärker als in einem tiefen." *Gilbert.*

erhabene Furchen (*ridges*), mit glatten Stellen von bedeutender Ausdehnung zwischen sich; sie können den, der sie nicht kennt, des Nachts in Schrecken setzen durch das Geräusch des sich brechenden Wassers. Das Anschlagen (*the collision*) des Wassers in diesen Runzeln bewirkt so hohe Brandungen, dass es zu Zeiten gefährlich seyn würde, sich mit einem Boote zwischen ihnen hinein zu wagen, wenn gleich das Wetter heiter und schön ist. Sie bewegen sich mit einer beträchtlichen Geschwindigkeit. Wenn sie unter einem Schiffe weggehen (*when the pass a ship*), so werden sie von einer Abnahme in der Stärke des Windes begleitet, und das Schiff kommt in eine zitternde Bewegung durch das starke Anschlagen des sich brechenden Wassers, und oft spritzt der Schaum bis auf das Verdeck. Selten dauert es länger als einige Minuten, dass die Runzeln unter dem Schiffe weggehen. Der Wind nimmt, wenn dieses geschehen ist, seine vorige Stärke wieder an, und bläset dann in ihr regelmäfsig fort, bis eine andere Runzel (*ridge*) das Schiff bestürmt. Wahrscheinlich entstehen sie, indem der Süd-West-Monsun aus dem Ocean um das Vorgebirge von Achen in den Eingang der Strasse von Malacca hinein bläset; doch ist es sonderbar, dass man keine Strömung mit diesen hohen *Ripplings* wahrnimmt.

Sowohl in dem offnen Ocean als in eingeengten Meeren wird die Oberfläche der See häufig

von *Strömungen* aufgeregt und in heftige Bewegung gesetzt. Wenn der Wind und die Strömung einerlei Richtung haben, so ist die See in der Regel überall ziemlich eben und glatt; läuft dagegen die Strömung dem Winde entgegen, so ist die Oberfläche des Wassers in Unruhe, und es entstehen turbulente Wellen. Dieses ist allgemein unter den Seefahrern angenommen worden, und trifft auch häufig, jedoch nicht immer, zu; denn manchmahl entstehen turbulente Wellen durch eine starke Strömung, auch wenn sie mit dem Winde eine gleiche Richtung hat.

Es ist sonderbar, dass die Strömungen in einigen Theilen des Oceans, die weit entfernt von allem Lande liegen, sehr veränderlich sind; besonders in der Nähe des Aequators. Ich habe in niedrigen Breiten mehrmahls die Erfahrung gemacht, dass die Strömung über 60 englische Meilen in 24 Stunden nach Osten oder nach Westen durchlief; dann aber plötzlich sich veränderte, und während der folgenden 24 Stunden mit derselben Geschwindigkeit nach der entgegen gesetzten Richtung strömte.

Ebbe und Fluth scheinen an den mehresten Orten der Erde in hohen Breiten viel tiefer zu fallen und höher zu steigen, als zwischen den Wendekreisen, ob gleich hier die *Strömungen* mehr zu herrschen scheinen, als in jenen Breiten. In dem nördlichen Theile des atlantischen Meeres sind sie selten stark; oft sind sie aber nahe bei dem Ae-

quator, zwischen der Küste von Guinea und Amerika, sehr heftig. Südlich von den maldivischen Inseln, nahe beim Aequator, und östlich von den Philippinen sind sie häufig sehr stark und veränderlich. In 40' südlicher Breite, unweit des Vorgebirges der guten Hoffnung, fängt plötzlich eine heftige Strömung an, die eine bergige See veranlaſst wenn der Wind etwas weht, einen Tag lang mit Heftigkeit fortströmt, dann plötzlich aufhört, und in eine andere Richtung mit mäſsiger Geschwindigkeit umsetzt; zugleich geht dann die See minder hoch.

Die bewegten *rauhen* und die *glatten Stellen*, welche man auf den Seen zugleich wahnimmt, sieht man sehr häufig auf dem Meere bei schwülem Wetter, und wenn es beinahe Windstille ist. Die schwachen Lüftchen (*faint airs*) setzen dann die Oberfläche des Meeres selten in eine regelmäſsige Bewegung, sondern die rauhen und glatten Stellen erscheinen als Adern und Flecken, die sich in vielerlei Richtungen durchschneiden. Diese Erscheinungen dauern Tage lang mit einander fort, wenn man zwischen den Wendekreisen schwache Luft oder Windstille hat. Die schwachen Lüfte sind überhaupt unregelmäſsig, zu mancher Zeit blasen sie als ein mäſsiger Wind (*sometimes gentle*), zu andern Zeiten so äuſserst schwach, daſs fast Windstille eintritt. Die Meeresfläche erscheint zu diesen Zeiten stets um das Schiff herum, bis in einem bedeutenden Abstande, viel glatter und ebener als

in gröſserer Ferne, nach dem Horizonte zuwärts; welches oft verführt, zu glauben, ein Wind ſey im Herannahen; man wartet aber immer umſonſt auf ihn.

Ich habe häufig bemerkt, daſs, wenn in geringen Breiten Windſtille oder ſchwache Luft 2 bis 3 Tage oder länger angehalten haben, die Oberfläche des Meeres ein öhlartiges Anſehen annahm, und daſs auf ihr kleine Meduſen in ſehr groſser Menge ſchwammen. Sie ſcheinen über die glatten und über die rauhen Stellen gleichmäſsig ausgebreitet, und nicht auf die glatten beſchränkt zu ſeyn. Häufig habe ich zur Zeit von Windſtillen, mehrere Grade vom Lande entfernt, kleine Inſecten, theils mit, theils ohne Flügel, auf der Oberfläche des Meers umher gaukeln geſehen.

Die glatten Adern auf der Oberfläche des Meeres ſind auch Begleiter von Regen, beſonders zu Anfang der Regenſchauer, wenn kleine Winde herrſchen; manchmahl ſcheinen ſie Regen anzukündigen.

Glatte und ebene Adern ſind im Meere beſonders häufig weſtlich von den Lakediviſchen Inſeln, zwiſchen ihnen und der Inſel Sokotora, in den Monaten März und April, und die Erſcheinung iſt am vollkommenſten während eines friſchen Windes (*briſk winds*).

Der Wind iſt in dieſen Monaten nördlich, und in einer Entfernung von wenigen Graden von der Küſte von Canara und der Küſte Concan, blä-

ſet er dann mäſsig ſtark oder heftig, und zwar mehrentheils aus NNW. bis N. gen O., nicht gleichförmig, ob gleich der Himmel mehrentheils hell iſt, ſondern in Stöſsen mit kleinen Zwiſchenräumen, beſonders zur Nachtzeit, während welcher er ſtärker als am Tage iſt. Es iſt ſehr gewöhnlich, bei dieſen Winden glatte Adern (*ſmooth veins*) auf der Meeresfläche zu ſehen, die in parallelen Linien neben einander in der Richtung des Windes hinlaufen. Selbſt in mondloſen Nächten ſind ſie oft durch ihre von den andern Stellen ſo ganz verſchiedene Farbe zu erkennen, indem die von dem friſchen Winde aufgeregten und gekräuſelten Stellen ſchwarz ausſehen, und dadurch in einem auffallenden Contraſte mit den glatten ebenen Adern ſtehen.

Bei dieſem nördlichen Winde zeigt ſich häufig noch ein anderes ſonderbares Phänomen. Nach Bombai oder Surate beſtimmte Schiffe finden im März und April oft ihre Segel, ihre Maſten und ihr Tauwerk mit einem weiſsen *Staube* bedeckt, ob gleich ſie mehrere Grade weit von der Küſte von Canara oder Concan entfernt ſind. Da der Nord- und Nordweſt-Wind, von der perſiſchen Küſte her, wenigſtens 10 oder 12 Grad weit über das Meer fortbläſet, ſo iſt es ſchwer zu begreifen, was dieſen Staub hervor bringen kann, wird er anders nicht in der Atmoſphäre erzeugt, welche in dieſen Monaten manchmahl mit einem trockenen Nebel geſchwängert iſt.

Noch muſs ich bemerken, daſs die Adern oder Lagen von *Meergras* in der Mitte des atlantiſchen Meeres ebenfalls, nach Art der hier erwähnten glatten Waſſeradern, in der Richtung des Windes liegen. Die ſüdliche Grenze dieſer Meerespflanzen iſt ungefähr in 22° oder 22½° nördliche Breite, oder unter dem Wendekreiſe des Krebſes; die nördliche Grenze ſcheint 42° nördliche Breite zu ſeyn. Es zeigt ſich immer in langen Adern oder Lagen, die einander parallel ſind, und in der Richtung des Windes liegen. Verändert ſich der Wind, ſo kommen die Tang-Adern in Unordnung; es dauert indeſs nicht lange Zeit, ſo haben ſie wieder die Richtung des Windes. Die See mag ruhig ſeyn oder hoch gehen, immer beſtimmt der Wind die Richtung dieſer Meergras-Adern, und es ſcheinen nicht mehr als 12 bis 20 Stunden darauf hin zu gehen, daſs ſie ihre Richtung verändern.

VI.

PROGRAMM

der batavischen Gesellschaft der Naturkunde zu Rotterdam, auf das Jahr 1809.

In der Sitzung am 26. August 1809 der batavischen Gesellschaft der Experimental-Philosophie (*Proefondervindelijke Wijsbegeerte*) zu Rotterdam, stattete der Director und erste Secretair der Gesellschaft, Eickma, *Med. Doct.*, statt des Präsidenten Huichelbos van Liender, den Bericht über die Verhandlungen des verflossenen Jahres ab, und es wurden folgende Beschlüsse gefasst.

I. Auf die in dem Jahre 1807 aufgegebene Preisfrage Nr. 72. über den *Stofsheber* (*Annalen*, Neue Folge, St. 1, S. 219) war eine Abhandlung eingekommen, die das Motto hat: *die verschiedenen wirkenden Kräfte des Wassers sind und werden noch Regierer zu mancherlei Maschinen.* Ob schon sie von Einsichten in die Mechanik zeugt, so geht sie doch von einem Principe aus, das gegen alle Erfahrung streitet, dass nämlich der Effect grösser sey als die Ursache desselben; wodurch die vorgeschlagene Maschine in die Klasse der scheinbaren *Perpetuum mobile* verfallen, und die übrige Untersuchung ausser unserer Beurtheilung gesetzt werden würde.

Auch auf die chemisch-meteorologische Preisfrage vom Jahre 1808, Nr. 70, war eine Antwort eingekommen, mit dem Motto: *Wie kun de wolken door zijn vernuft daarstellen etc.* Ob schon fliessend und in einem ziemlich guten Styl geschrieben, verräth sie doch wenig-gründliche Kenntnisse in der Chemie, und ist viel zu oberflächlich und ohne gehörige Hinsicht auf den eigentlichen Inhalt der Frage, und ohne die nöthigen Versuche und Beweise

zusammen gestellt; sie kann daher nicht in Betracht kommen.

Die Gesellschaft wiederholt beide Preisfragen, und sieht ihrer Beantwortung *bis zum 1. März* 1811 entgegen. Es waren folgende:

Frage 72. Zwar scheint die Einrichtung, welche man bisher dem Stofsheber (*belier hydraulique*), *Water Ram*, *Bots-Hebel*, (m. s. Eitelwein's Bemerkungen üb. die Wirk. und vortheilh. Anwend. des Stofshebers, Berlin 1805, und Gilbert's Annalen der Phys. 1805, St. 1.) gegeben hat, nicht dazu anwendbar zu seyn, Binnenwasser fort zu schaffen; doch ist es nicht unwahrscheinlich, dass er sich bei einer andern Einrichtung dazu würde benutzen lassen. Man fragt daher: *Sollte die Kraft, auf welcher die Wirkungen des Stofshebers beruhen* (nämlich der Stoss oder Schlag des durch einiges Gefäll oder auf andere Art in Bewegung gesetzten Wassers), *nicht auch gebraucht werden können, um das überflüssige Binnenwasser fort zu schaffen? Auf welche Art wäre er zu diesem Zwecke einzurichten, so dass jene Kraft dazu mit dem mehresten Vortheil und den wenigsten Kosten, selbst im Vergleiche gegen Dampfmaschinen und Wasserräder, sich anwenden liesse?*

Frage 73. Man nimmt nicht selten, besonders in bergigen Gegenden, wahr, dass an Plätzen, wo der Dunstkreis ganz hell ist, und der Feuchtigkeitsmesser keine Spur von Feuchtigkeit anzeigt, sich plötzlich Wolken bilden, die regnen, wobei das Barometer fällt, als wäre der expandirende Wärmestoff vermindert, und wobei gleichfalls Elektricität frei wird. Zu anderer Zeit lösen sich in ganzen Streifen die Wolken sehr schnell auf, wodurch die Luft heller und trocken wird, und das Barometer wie durch Vermehrung des expandirenden Wärmestoffes steigt. Die Gesellschaft verlangt, dass man, ohne sich über die Art, wie das Wasser in der Luft vorhanden ist, in Streitigkeiten einzu-

lassen, Folgendes nachweise: *Woher kommt im ersten Falle der zur Bildung des Wasserdunstes und des Regens nöthige Wasserstoff, und wo bleibt der in groser Menge frei werdende Stickstoff?* Denn bekanntlich findet man diesen immer in gleichem Verhältnisse zum *Sauerstoffe* im Dunstkreise, und es müsste, wie auch die Auflösung des Wassers in dem Dunstkreise geschehen möge, doch immer der *Wasserstoff* durch ein oder das andere chemische Verfahren aufzufinden seyn, indess sich von ihm keine wahrnehmbare Menge darin entdecken lässt.

Was wird im zweiten Falle, den man für eine wahre Verwandlung der Wolken in helle, trockene Luft halten sollte, aus dem Wasserstoffe, und woher kommt der Stickstoff, der in dieser neu gebildeten Luft vorhanden ist? — Sollte man die Erklärung dieses Phänomens in einer Vereinigung der noch unbekannten Elemente des Stickgas und des Wasserstoffgas suchen dürfen? und welche Beweise oder Wahrnehmungen machen dieses wahrscheinlich oder gewiss? Die Gesellschaft verspricht demjenigen, der die Art, wie dieses geschieht, durch Versuche und mit hinlänglicher Sicherheit darthut, die *doppelte* goldene Preismedaille; und demjenigen die *einfache*, der aus Versuchen und Wahrnehmungen die Art darthut, wie dieses wahrscheinlich in der Natur geschieht.

III. Die von dem Professor der Mathematik und Astronomie zu Utrecht, Hrn. van Beek Calkoen, eingegangene Abhandlung *über die verschiedenen Theorieen über die Berechnung des Inhalts der Fässer, und den Einfluss, welchen die Gestalt der Dauben auf den Inhalt hat*, wurde für werth erkannt, unter den Schriften der Gesellschaft abgedruckt zu werden.

IV. Da noch viele bedeutende Fragen, welche die Gesellschaft zu Preisschriften aufgegeben hat, unbeantwortet sind, so beschloss sie, in diesem Jahre keine neue Preisfrage aufzugeben, sondern nur an die noch

bestehenden unbeantworteten zu erinnern. Es sind folgende.

Bis zum 1. März 1810 zu beantworten.

a. *Frage 64. Warum dauert jetzt das Austrocknen viel länger und ist viel kostbarer als ehemahls? Und welches ist der beste Plan, Morüste und Seen schnell, mit den geringsten Kosten und mit dem mehresten Vortheile trokken zu machen?*

b. *Frage 67. In welcher Hinsicht sind wir, im Vergleiche mit unsern Nachbaren, noch am mehrsten in dem Muschinenwesen oder in der Anwendung der Mechanik, und dem Gebrauche von Geräthschaften im Landbaue, Fabriken, Verkehr u. s. w. zurück? — und wohin haben sich daher wohl die Bemühungen unserer Naturkundiger und Mechaniker zuerst zu richten, um auf das Wirksamste zur Beförderung und Verbesserung dieser Gegenstände mitzuwirken?* Die Beantwortung dieser ganzen Frage soll mit der *goldenen*; eines einzelnen Theils derselbes mit der *silbernen* Preismedaille belohnt werden.

c. *Frage 68. Welche Erscheinungen nimmt man hier zu Lande bei dem Entstehen und dem Laufe der Wellen, während den Grundlegung von Mühlen, Schleusen und sonst, längs den Deichen wahr? Welche Mittel hat man versucht, um die Folgen des Wellenschlages weniger nachtheilig zu machen? Was läfst sich aus diesen Erscheinungen über die Ursache der Wellen, und die Sicherung gegen sie folgern?*

Bis zum 1. März 1811 zu beantworten.

Frage 70. Von welcher Art ist der Staff, der aus dem menschlichen Körper im gesunden Zustande durch die Ausdünstung abgeschieden wird? Welchen Unregelmäfsigkeiten ist diese Abscheidung unterworfen, und welche Folgen kann es haben, wenn sie unterbrochen wird?

Für eine unbestimmte Zeit.

a. *Frage 71.* Da wir durch die unermüdlichen Arbeiten, besonders der französischen Chemiker Four-

croy und Vauquelin, und anderer, in der Kenntniss der Bestandtheile des Harns, sowohl in dem gesunden, als in einigen krankhaften Zuständen, sehr weit gekommen sind, diese Materie aber doch noch lange nicht für vollendet gehalten werden kann; so verspricht die Gesellschaft ihre gewöhnliche goldene Medaille, 30 Dukaten schwer, demjenigen, der *eine vollkommene Zerlegung des Harns in verschiedenen Perioden einer oder der andern Krankheit, in welcher er noch nicht zerlegt worden,* einreichen wird.

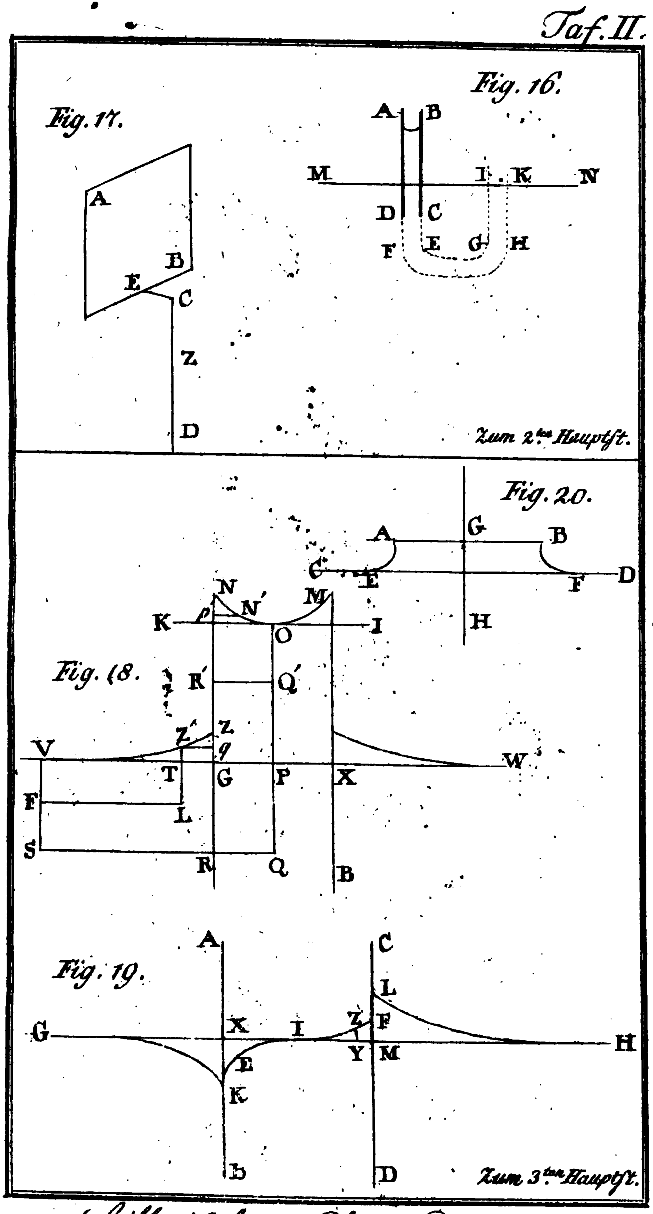
b. *Frage* 54. Eine so viel als möglich auf die Erfahrung gegründete *Theorie über die Länge und Richtung der Einbaue* (van Kribben en Hoofden), *nicht nur in ruhig abströmenden Flüssen, sondern vornehmlich am Seestrande, und an solchen Flüssen, in welchen Ebbe und Fluth herrscht?*

c. *Frage* 62. Da man in den Massen der verschiedenen Theile, welche zu dem gewöhnlichen Schöpfrade gehören, in Mühlen zur Wassergewältigung von gleicher Art, wenn sie selbst unter einerlei Umständen angebracht sind, bedeutende Verschiedenheiten findet, und doch sicher in allen gleichen Fällen, gleiche Abmessungen erheischt werden, um den grösten Effect und den höchsten Grad von Vollkommenheit zu erlangen, so fragt die Gesellschaft: *„Kann eine vollständige, „allgemeine und durch die Praxis bestätigte Theorie über „das stehende Schöpfrad in Wassermühlen gegeben werden, „und läſst sie sich so einrichten, daſs für jeden besondern „Fall aus ihr die Maſse zu finden sind, bei denen der gröſs„te Effect Statt hat? Welches ist sie? falls die Frage „bejaht wird; und im Falle verschiedene Absichten oder be„sondere praktische Zwecke, einige Modificationen oder Ab„weichungen von einer solchen allgemeinen Theorie nöthig „machen sollten, welches sind diese? und wie kann man „durch Zusammenstellung derselben die gröſste Vollstän„digkeit erlangen?“*

Die Antworten auf diese Fragen sind auf die bekannte Weise, mit versiegelten Billets den Namen des Verfassers enthaltend, an den Director und ersten Secretair der Gesellschaft, Olivier Christiaan Eioksma, franco einzusenden. Sie können holländisch, lateinisch, französisch, englisch oder deutsch abgefasst, müssen aber auf jeden Fall lesbar, mit lateinischen Buchstaben, und nicht von der Hand des Verfassers geschrieben seyn. Die gekrönten Abhandlungen läst die Gesellschaft unter ihren Schriften drucken, und ehe dieses nicht geschehen ist, darf ihr Verfasser, ohne Genehmigung der Gesellschaft, von ihnen keinen Gebrauch machen.

V. Die Gesellschaft wird am Ende jedes zweiten Jahrs, nach Gutbefinden, demjenigen *einen Preis* ertheilen, der in diesem Zeitraume, ihrem Urtheile nach, die nützlichste Entdeckung oder Auffindung in dem Gebiete der Naturkunde gemacht, und sie der Gesellschaft, um sie bekannt zu machen, mitgetheilt haben wird. Im Falle der, welcher eine solche *Entdeckung* oder *Auffindung* gemacht und der Gesellschaft mitgetheilt hat, aus Mangel an Geld oder an Zeit ausser Stand wäre, die Versuche anzustellen, welche zur Bewährung derselben erforderlich seyn sollten, so wird die Gesellschaft, wenn sie solches für gut findet, selbst das Nöthige dazu veranstalten und die Kosten auf sich nehmen, so weit die Fonds derselben zureichen.

Zum berathschlagenden Mitgliede wurde ernannt: der Professor der Naturkunde und Botanik am Athenaeum zu Amsterdam, G. Vrolyk; zum correspondirenden Mitgliede Richard Chenevix, Mitglied der Londner Societät; und zu Mitgliedern: der Lector der Naturkunde an Teylers Stiftung zu Harlem, A. v. d. Ende, und der Prediger Favrod de Fellens, Mitglied mehrerer Societäten, zu Rotterdam.


Taf. II.
Fig. 16.
A
B
M
I
K
N
D
C
F
E
G
H
Fig. 17.
A
B
E
C
Z
D
Zum 2ten Hauptst.
Fig. 20.
A
G
B
C
E
F
D
H
Fig. 18.
N
N′
M
K
ρ
O
I
R′
Q′
Z′
Z
q
V
W
T
G
P
X
F
L
S
R
Q
B
Fig. 19.
A
C
L
G
X
I
Z
F
H
Y
M
E
K
b
D
Zum 3ten Hauptst.

ANNALEN DER PHYSIK.

JAHRGANG 1809, ZWOLFTES STÜCK.

I.

THEORIE DER KRAFT,

welche in den Haarröhren und bei ähnlichen Erscheinungen wirkt;

von

P. S. La Place,

Kanzler des Senats,

Grofs-Officier der Ehrenlegion und Mitgl. des Nat. Instit.

VIERTER HAUPTTHEIL.

Allgemeine Betrachtungen über die Haarröhren-Kraft und über die Kräfte der chemischen Verwandtschaft.

Ueberfetzt von Brandes und Gilbert.

26. Aus den Unterfuchungen, die ich bis hierher mitgetheilt habe, erhellet, wie grofs die Uebereinftimmung ift, welche zwifchen den Phänomenen der Haarröhrchen und zwifchen den Refultaten aus demjenigen Gefetze der Attraction der kleinften Körpertheilchen Statt findet, welches an-

nimmt, daſs die anziehende Kraft, mit welcher die Theilchen der Körper auf einander wirken, sehr schnell mit der Entfernung abnimmt, und schon bei dem kleinsten für unsere Sinne merkbaren Abstande unmerklich wird.

Auf diesem Naturgesetze beruhet ebenfalls die *chemische Verwandtschaft.* Die Wirksamkeit dieser Kraft ist, gleich der Schwere, nicht bloſs auf die Oberfläche der[1] Körper eingeschränkt; sie dringt in die Körper ein, indem sie über die Berührung hinaus bis auf äuſserst kleine Entfernungen wirkt, welche nicht mehr merkbar sind. Hiervon hängt der Einfluſs der Massen auf die chemischen Erscheinungen ab, oder die Sättigungs-Capacität, deren Wirkung Berthollet so glücklich gezeigt hat. So theilen zwei Säuren, wenn sie auf dieselbe Basis wirken, diese unter sich, nach Verhältniſs ihrer Verwandtschaft zu derselben; eine Erscheinung, welche nicht Statt finden könnte, wenn die Verwandtschaft nicht über die Berührung hinaus wirkte; denn alsdann würde die stärkere Säure sich der Basis ganz und gar bemächtigen. Die Wirkungen der an jenem Gesetze gebundenen Kraft werden durch die Figur der kleinsten Theile der Körper, durch die Wärme und durch andere Ursachen modificirt, und die Untersuchung dieser Ursachen und der Umstände, unter welchen sie sich entwickeln, ist der feinste und schwierigste Theil der Chemie; er macht die Philosophie dieser Wissenschaft aus, indem er uns die innere Natur

der Körper, das Gesetz der Attraction ihrer Theilchen und das Gesetz der fremden auf sie wirkenden Kräfte, so weit dieses möglich ist, kennen lehrt.

Die Theilchen eines *festen* Körpers haben diejenige Lage gegen einander, in welcher sie einer Aenderung der Lage den grössten Widerstand leisten. Entfernt man irgend ein Theilchen unendlich wenig von dieser Lage, so sucht es, vermöge der Kräfte, die auf dasselbe wirken, zu ihr zurück zu kehren; und hierin besteht die *Elasticität* der Körper, welche man, so fern nur von einer unendlich geringen Aenderung der Figur die Rede ist, allen Körpern zuschreiben darf. Leidet hingegen die gegenseitige Lage der Theilchen eine bedeutende Aenderung, so finden diese Theilchen neue Lagen, bei welchen ein sicheres oder nicht leicht zu erschütterndes (*stables*) Gleichgewicht Statt findet, so wie dieses bei den geschmiedeten Metallen, oder überhaupt bei allen Körpern der Fall ist, welche vermöge ihrer Dichtigkeit alle Formen behalten, die man ihnen durch einen Druck giebt. Die *Härte* und die *Zähheit* der Körper scheinen mir von nichts anderm herzurühren, als von dem Widerstande der Theilchen gegen solche Aenderung des Gleichgewichts-Zustandes. — Da die Expansivkraft der Wärme der anziehenden Kraft der Theilchen entgegen wirkt, so vermindert eine zunehmende Wärme nach und nach die Zähheit der Körper oder die gegenseitige Adhä-

renz ihrer Theile; und wenn die Theilchen eines Körpers im Innern und an der Oberfläche nur noch einen sehr geringen Widerstand jener Verschiebung der Theilchen entgegen setzen, so wird er *fliessend.* Indess dauert doch die Zähheit oder Klebrigkeit desselben noch fort, ob schon sie sehr geschwächt ist, bis sie endlich bei zunehmender Temperatur ganz verschwindet; und dann erst tritt der Zustand *vollkommener Flüssigkeit* ein, wo jedes Theilchen in allen Lagen gleichen Attractivkräften und gleichen Repulsionskräften der Wärme ausgesetzt ist, und dem leisesten Drucke ausweicht. Man kann mit Wahrscheinlichkeit annehmen, dass diese vollkommene Flüssigkeit bei denjenigen tropfbaren Körpern Statt findet, welche, wie der Alkohol, sich in einer weit höhern Temperatur befinden, als die, bei der sie zu gefrieren anfangen.

Sehr sichtbar äussert die Figur der Theilchen ihren Einfluss bei den Erscheinungen des Gefrierens und der Krystallisation, welche man sehr beschleunigt, wenn man in das Flüssige ein Stück Eis oder einen aus derselben Materie gebildeten Krystall hinein bringt. Die Theilchen der Oberfläche des festen Körpers bieten sich nämlich dann den sie berührenden gleichartigen flüssigen Theilchen in derjenigen Stellung dar, welche für die Vereinigung dieser mit ihnen die günstigste ist. Dieser Einfluss der Figur der kleinen Theilchen muss bei vergrösserter Entfernung dieser Theilchen von einander weit schneller abnehmen, als die Attraction selbst. Ge-

rade so vermindert sich der Einfluss der Figur bei den himmlischen Erscheinungen, die von der Figur der Planeten abhängen; z. B. bei dem Vorrücken der Nachtgleichen, nach dem Verhältnisse des Kubus des Abstandes, indem die Attraction nur im Verhältnisse des Quadrates der Entfernung abnimmt.

Der feste Zustand der Körper scheint also von der Attraction der Theilchen und von ihrer Figur abzuhängen; so dass eine Säure, auf die zwei Basen wirken, sich mit derjenigen Basis, auf welche ihre Attraction in der Ferne die geringere ist, dennoch lieber verbinden und mit ihr krystallisiren kann, wenn bei dieser die Gestalt der Theilchen eine innigere Berührung erlaubt. Der Einfluss der Figur bleibt noch merklich bei den halbflüssigen Körpern, aber verschwindet gänzlich bei denen, die vollkommen flüssig sind.

Alles deutet endlich darauf hin, dass im *gasförmigen Zustande* nicht bloss der Einfluss der Gestalt der Theilchen, sondern selbst ihre gegenseitige Attraction unmerklich ist, in Vergleichung mit der Repulsivkraft der Wärme. Diese Theilchen scheinen alsdann blosse Hindernisse der Expansion dieser Kraft zu seyn (*qu'un obstacle à l'expansion de cette force*); denn man kann, ohne die Spannung eines gegebenen Volumens irgend eines Gas zu ändern, statt einiger in diesem Volumen zerstreueten Gastheilchen eine gleiche Anzahl Theilchen eines andern Gas substituiren. Aus diesem

Grunde vermischen sich mehrere in Berührung mit einander gesetzte Gasarten nach einiger Zeit zu einem gleichförmigen Flüssigen; dann erst sind sie in einem Zustande, wo das Gleichgewicht Stabilität hat. Ist einer dieser gasförmigen Körper ein Dampf, so findet die Stabilität des Gleichgewichts nur dann Statt, wenn sich von dem Dampfe nur so viel (oder weniger) in dem Raume befindet, als sich von eben dem Dampfe, bei gleicher Temperatur, in dem von dem ganzen Gemenge angefüllten Raume, wenn er leer wäre, verbreiten würde. Ist des Dampfes mehr vorhanden, so muss, um die Stabilität des Gleichgewichtes zu bewirken, der Ueberschuss sich in Form eines tropfbaren Flüssigen verdichten.

Die Betrachtung der Stabilität des Gleichgewichtes bei einem Systeme von Theilchen, die gegenseitig auf einander einwirken, ist zur Erklärung sehr vieler Phänomene von grossem Nutzen. Die Mechanik lehrt, dass in einem Systeme von festen und flüssigen Körpern, auf welche die Schwere wirkt, mehrere Zustände eines stabeln oder nicht leicht zu erschütternden Gleichgewichts Statt finden; eben so zeigt uns die Chemie bei den Verbindungen aus zwei oder mehrern Bestandtheilen mehrere permanente Zustände. Zuweilen vereinigen sich zwei Materien mit einander, und die hieraus gebildeten Theilchen vereinigen sich wieder mit den Theilchen einer dritten Materie; von dieser Beschaffenheit scheint die Verbindung der Be-

standtheile einer Säure mit einer Basis zu seyn. Ein anderes Mahl verbinden sich die Bestandtheile einer Substanz, ohne vereinigt zu bleiben, wie sie es in der Substanz selbst waren, mit andern Elementen, und bilden mit ihnen dreifache oder vierfache Zusammensetzungen; so dass, wenn man durch die chemische Analyse jene Substanz wieder erhält, sie ein Produkt dieser Operation ist. Die integrirenden Theilchen können sich auch mit verschiedenen Seitenflächen an einander legen und verbinden, und dadurch Krystalle hervor bringen, die an Gestalt, Härte, specifischer Schwere und Einwirkung auf das Licht, verschieden sind. Auf der Bedingung eines stabeln Gleichgewichtes scheinen mir endlich noch die festen Verhältnisse zu beruhen und durch sie bestimmt zu werden; nach welchen verschiedene Materien unter vielen Umständen sich vereinigen. Alle diese Erscheinungen hängen von der Figur der Elementartheilchen, von den Gesetzen ihrer anziehenden Kraft, von der Repulsivkraft der Wärme, und vielleicht von andern, noch unbekannten, Kräften ab. Die Unwissenheit, in welcher wir uns über diese Data befinden, und ihre äusserste Verwickelung, erlauben es uns nicht, das Resultat dieser Kräfte einer mathematischen Analyse zu unterwerfen; indess kann man, in Ermangelung dieser Hülfe, sich durch die Vergleichung gut beobachteter Thatsachen dem Ziele nähern, wenn man aus dieser Vergleichung allgemeine Verhältnisse ableitet, welche eine gro-

fse Anzahl von Erscheinungen unter einem gemeinschaftlichen Gesichtspunkte vereinigen und so die Grundlage chemischer Theorieen werden, und die Anwendung derselben auf die Künste erweitern und vervollkommnen.

27. An der Oberfläche der tropfbar-flüssigen Körper bewirkt die Anziehung der kleinsten Theilchen, so fern sie durch die Krümmung der Oberflächen und der einschliessenden Wände modificirt wird, die *haarröhren-artigen Erscheinungen.* Diese Erscheinungen und alle diejenigen, welche die Chemie uns darbietet, reihen sich also an ein und dasselbe allgemeine Gesetz an, welches man nun nicht mehr in Zweifel ziehen kann. Einige Physiker haben den Grund der Phänomene der Haarröhrchen in einer Adhäsion der Theilchen eines Flüssigen unter einander und an den Wänden, die sie umschliessen, gesucht; aber es ist unmöglich, sie daraus abzuleiten. Denkt man sich für einen Augenblick die Oberfläche von Wasser, das in einer Glasröhre enthalten ist, horizontal und im Niveau mit der Oberfläche des Wassers in dem Gefässe, worin die Röhre mit ihrem untern Ende eingetaucht ist, so können die Klebrigkeit des Wassers und die Adhärenz desselben an die Röhre, die Wasserfläche nicht krümmen und sie nicht concav machen. Um dieses zu bewirken, muss man nothwendig eine Attraction des obern Theils der Röhre, welcher nicht unmittelbar mit dem Wasser in Berührung ist, auf das Wasser annehmen. Wäre

diese nicht vorhanden, so würde die Oberfläche des in der Röhre enthaltenen Flüssigen, wenn sie concav ist, durch die an ihr adhärirenden vertikalen Säulen des Flüssigen vertikal niederwärts gezogen werden; dagegen würde sie, wenn sie convex ist (wie beim Quecksilber in Glasröhren, und beim Wasser, das an dem Ende einer Röhre hängt), in jedem ihrer Punkte perpendikulär durch das Gewicht der höhern Säulen des Flüssigen gedrückt werden. Diese Oberfläche würde also nicht in beiden Fällen dieselbe seyn, und die Phänomene der Haarröhrchen würden nicht einerlei Gesetze in beiden Fällen befolgen, wie es doch die Erfahrung zeigt. Man muss also einräumen, dass diese Phänomene nicht bloss und allein von einer Wirkung in der Berührung, sondern von einer Attraction abhängen, welche sich über die Berührung hinaus erstreckt, obgleich sie mit grosser Schnelligkeit in der Ferne abnimmt.

Die Klebrigkeit oder unvollkommene Flüssigkeit der tropfbaren Körper ist so weit entfernt, die Ursache der Phänomene der Haarröhrchen zu seyn, dass sie vielmehr störend auf sie wirkt. Diese Phänomene sind nur bei vollkommen flüssigen Körpern in strenger Uebereinstimmung mit der Theorie; denn die Kräfte, von welchen sie abhängen, sind so klein, dass das geringste Hinderniss ihre Wirkungen merklich verändern kann. Eben dieser Klebrigkeit muss man die bedeutenden Verschiedenheiten zuschreiben, welche sich zwischen den

fse Anzal
fchaftlich
Grundlag
Anwendu
und verv

27.

Körper b
chen, fo
flächen u
wird, die
fe Erfche
Chemie u
daffelbe
sicht me
iker ha
öhrche
lüffige
umf
dar
ge
(

[illegible] über die Höhe [illegible] gläfernen Haar- [illegible] Durchmeffer find, [illegible] wir diefe Phäno- [illegible] uns, dafs zuerst [illegible] dünne Waffer [illegible] erhebt eine [illegible] weiter, bis [illegible] Exiftenz [illegible] Stand [illegible] Glases kleben [illegible] diese kleine [illegible] Oberfläche [illegible] Hierin liegt, wie [illegible] Newton und [illegible] Erhebung [illegible] von 1 Millimeter [illegible] noch in eben [illegible] wenn [illegible] Millimeter erscheint.

Am Ende einer [illegible]
ersten Wasserschichten [illegible]
ne dass sich die Figur [illegible]
dert; und von dem Augenb[illegible]
Oberfläche convex wird, strebt [illegible]
dum niederzudrücken, und setzt [illegible]
nern Steigen ein Hinderniss entgegen. [illegible]
fache, verbunden mit der Klebrigkeit des Fl[illegible]
und der Adhärenz desselben am Glase, erklär[illegible]
den kleinen Widerstand, welchen das Wasser bei
seinem Steigen findet, wenn es dem Ende der R[illegible]
re nahe kommt; aber dieser Widerstand muss ver-
schwinden, und verschwindet wirklich, bei [illegible]
chen Körpern, die, wie der Alkohol, [illegible]
men flüssig sind.

Die Reibung des Flüssigen gegen [illegible]
der Wände, und die Adhäsion der Luft an [illegible]
fläche der Körper, verursachen [illegible]
lieen in den Erscheinungen der [illegible]
Man muss auf diese bei der [illegible]
fahrungen mit der Theorie [illegible]
beide stimmen desto besser [illegible]
ein, je weniger Einfluss [illegible]

[illegible] Die Intensität der [illegible]
Körpertheilchen [illegible]
rung zu bestimmen [illegible]
bloss, dass sie ganz [illegible]
Haarröhren-Kraft [illegible]
dass das Wasser [illegible]
gehoben [illegible]

Beobachtungen der Naturforscher über die Höhe findet, zu welcher das Wasser in gläsernen Haarröhrchen, die von gleichem Durchmesser sind, ansteigt. Die zweite Art, wie wir diese Phänomene betrachtet haben, belehrt uns, dass zuerst die innere Wand der Röhre eine dünne Wasserschicht erhebt; diese Wasserschicht erhebt eine zweite; die zweite eine dritte, und so weiter, bis an die Achse der Röhre. Die wirkliche Existenz dieser Schichten kann man mit Hülfe einiger Staubkörnchen, die an den Wänden des Glases kleben, merklich machen: man sieht nämlich diese kleinen Körper durch den Anstoss dieser Schichten in Bewegung kommen, ehe sie von der Oberfläche des Flüssigen erreicht werden. Die gegenseitige Attraction der Schichten ist schief gegen die Oberfläche der Wände, und strebt, die Theilchen der zweiten Schicht in die erste selbst hinein zu ziehen; dieses kann aber nicht geschehen, ohne diese Schicht anzuheben oder zu durchbrechen. Ist die Röhre sehr wenig befeuchtet, so widersteht diese erste dann noch sehr feine Schicht diesem Bestreben vermöge ihrer Adhärenz am Glase und der Klebrigkeit ihrer Theilchen. Hierin liegt, wie mich dünkt, der Grund, warum Newton und Hauy nur etwa 13 Millimeter für die Erhebung des Wassers in einer Glasröhre von 1 Millimeter Durchmesser gefunden haben, da sich doch in eben solchen Röhren, wenn sie sehr befeuchtet sind, das Wasser über 30 Millimeter erhebt.

Am Ende einer Glasröhre können sich die ersten Wasserschichten nicht weiter erheben, ohne dass sich die Figur ihrer obern Fläche verändert; und von dem Augenblicke an, da diese Oberfläche convex wird, strebt sie das untere Fluidum niederzudrücken, und setzt also dem fernern Steigen ein Hinderniss entgegen. Diese Ursache, verbunden mit der Klebrigkeit des Flüssigen und der Adhärenz desselben am Glase, erklärt den kleinen Widerstand, welchen das Wasser bei seinem Steigen findet, wenn es dem Ende der Röhre nahe kommt; aber dieser Widerstand muss verschwinden, und verschwindet wirklich, bei solchen Körpern, die, wie der Alkohol, vollkommen flüssig sind.

Die Reibung des Flüssigen gegen die Fläche der Wände, und die Adhäsion der Luft an der Oberfläche der Körper, verursachen gleichfalls Anomalieen in den Erscheinungen der Haarröhrchen. Man muss auf diese bei der Vergleichung der Erfahrungen mit der Theorie Rücksicht nehmen; beide stimmen desto besser mit der Theorie überein, je weniger Einfluss diese Störungen haben.

28. Die Intensität der Kraft, mit welcher die Körpertheilchen einander anziehen, durch Erfahrung zu bestimmen, ist fast unmöglich; wir wissen bloss, dass sie ganz unvergleichbar grösser als die Haarröhren-Kraft ist. Wir haben oben gesehen, dass das Wasser in der Achse eines Haarröhrchens gehoben bleibt, durch den Unterschied der Wir-

kungen, welche das Flüſsige an der Oberfläche im unbegrenzten Gefäſse, und welche das in der Röhre enthaltene Flüſsige auf ſich ſelbſt ausübt. Dieſer Unterſchied iſt die Wirkung des flüſsigen Meniscus, den eine Horizontalebene, welche durch den niedrigſten Punkt der concaven Oberfläche in der Röhre geht, abſchneidet, und dieſe Wirkung wird durch die Höhe der erhobenen Säule des Flüſsigen gemeſſen. Um die Wirkung der ganzen Maſſe des Flüſsigen zu beſtimmen, wollen wir uns in einer unbegrenzten Maſſe ſtill ſtehenden Waſſers einen vertikalen, unendlich engen, Kanal vorſtellen, welcher ſich an der Oberfläche des Waſſers endige, und deſſen unendlich dünnen Wände die Wirkung des auſserhalb liegenden Waſſers auf die im Kanale enthaltene Waſſerſäule nicht hindern mögen. Wir wollen nun den Druck zu beſtimmen ſuchen, den dieſe Waſſerſäule gegen einen auf die Wände des Kanals ſenkrechten Querſchnitt ausübt, der ſich in einem merklichen Abſtande unterhalb der Oberfläche des Flüſsigen befinde, und wollen hierbei dieſe Grundfläche als = 1 annehmen. Man kann ſich leicht überzeugen, daſs, wenn man mehrere ſolche ähnliche, gleich weite, aber ungleich lange, Kanäle hätte, in welchen auf das Waſſer Kräfte einwirkten, die für jeden dieſer Kanäle verſchieden und nach irgend einem Geſetze veränderlich wären, — der Druck, den ſie leiden, ſich verhalten müſste, wie das Quadrat der Geſchwindigkeit, welche Körper erlangen würden, indem ſie

ſich von der Ruhe ab durch dieſe, nun als leer betrachteten, Kanäle bewegten, und dabei in jedem Punkte des Kanals diejenigen Kräfte auf ſie einwirkten, welche die correſpondirenden Waſſertheilchen, mit denen der Kanal gefüllt iſt, belebt. Wenn die Wirkung des Waſſers auf ſich ſelbſt eben ſo groſs wäre, als die Wirkung deſſelben auf das Licht, ſo folgt aus den Unterſuchungen über die Strahlenbrechung (*Mécanique céleſte*, *Livre X. Nr.* 2.), daſs das Quadrat der in dem oben beſchriebenen Kanale erlangten Geſchwindigkeit $= 2K$ ſeyn würde, wenn man die Dichtigkeit des Waſſers $= 1$ ſetzt. In einem Kanale, deſſen Höhe $= s$ iſt, und in welchem eine unveränderliche, der Schwere gleiche, Kraft wirkt, iſt das Quadrat der erlangten Geſchwindigkeit $= 2gs$, wenn g das Doppelte des Raumes bedeutet, welchen ein frei fallender Körper in der erſten Zeit-Einheit, (wir wollen annehmen, in einer Decimal-Sekunde,) durchläuft. Der Druck der Waſſerſäulen auf die Grundflächen jenes und dieſes Kanals wird ſich alſo verhalten, wie $2K$ zu $2gs$, und wenn der Druck in ihnen gleich ſeyn ſoll, ſo muſs $s = \frac{K}{g}$ ſeyn. Dieſes iſt alſo, nach der angenommenen Hypotheſe, die Höhe, welche ein Kanal haben müſste, wenn auf das Waſſer in demſelben bloſs eine Schwerkraft wirkte, die überall dieſelbe als an der Oberfläche der Erde wäre, damit der Druck des Waſſers auf die Grundfläche dieſes Kanals der ganzen Wirkung der unbeſtimmten Waſ-

ſermaſſe auf das Waſſer in dem erſten Kanal gleich würde.

Die Lehre von der Refraction ergiebt $R^2 - 1 = \frac{4K}{n^2}$, wenn n der Raum iſt, welchen das Licht in einer Decimalſekunde, als Zeit-Einheit, durchläuft, und R das Verhältniſs des Einfallswinkels zum gebrochenen Winkel beim Uebergange des Lichtſtrahles aus dem Vacuo in Waſſer bedeutet. Dieſes giebt alſo $s = \frac{(R^2-1)n^2}{4g}$. Legt man die genaueſten Beſtimmungen der Sonnenparallaxe und die Geſchwindigkeit des Lichts zum Grunde, ſo findet ſich s zehntauſend Mahl ſo groſs, als der Abſtand der Sonne von der Erde. Einen ſo ungeheuren Werth für die Wirkung des Waſſers auf ſich ſelbſt kann man unmöglich als wahrſcheinlich annehmen, und es ſcheint daher die Wirkung des Waſſers auf ſich ſelbſt viel ſchwächer, als ſeine Wirkung auf das Licht zu ſeyn; dennoch iſt ſie erſtaunend groſs in Vergleichung mit der Haarröhren-Kraft. Sie muſs folglich eine ſehr ſtarke Zuſammendrückung in den Schichten des Flüſſigen bewirken. Man ſtelle ſich in einer unbegrenzten Maſſe ſtill ſtehenden Waſſers einen aufwärts gekrümmten unendlich engen Kanal mit ſehr dünnen Wänden vor, deſſen Enden in der Oberfläche des Waſſers liegen; die Waſſerſchichten in demſelben, welche ſich in einer merklichen Entfernung unterhalb der Oberfläche des Flüſſigen befinden, leiden vermöge der Wirkung des über ihnen in unmerkli-

cher Nähe bei diesen Enden befindlichen Wassers einen Druck $= K$, welcher durch den gleichen und entgegen gesetzten Druck am andern Ende des Kanals aufgehoben wird; jede Schicht innerhalb des Kanals wird also durch diese Kräfte comprimirt. An der Oberfläche des Flüssigen ist diese Compression $= 0$; sie wächst mit erstaunender Schnelligkeit, wenn man sich von der Oberfläche nach dem Innern des Wassers zu entfernt, und wird schon in dem kleinsten merklichen Abstande unterhalb derselben beständig.

Es ist nicht unwahrscheinlich, dass aus diesen großsen Ungleichheiten in der Compression sehr bedeutende Verschiedenheiten der Dichtigkeit in den Schichten eines Flüssigen, die sehr nahe an der Oberfläche liegen, entstehen; und in Mischungen zweier Flüssigen, z. B. von Alkohol und Wasser, können sie nicht nur die Dichtigkeit der Schichten nahe an der Oberfläche ungleich machen, sondern auch das Mischungsverhältniss in diesen und in den zunächst an den Röhrenwänden liegenden Schichten verändern. Diese Aenderungen würden indess keinen Einfluss auf die Refraction haben, indem diese, wenn der Lichtstrahl bis zu einer merklichen Entfernung unterhalb der Oberfläche gekommen ist, eben so groß seyn müsste, als wenn die Natur und die Dichtigkeit des Flüssigen gar keine Aenderung gelitten hätte. Dagegen aber können sie auf die Phänomene der Haarröhrchen einen sehr bedeutenden Einfluss haben,

und einige Versuche, welche Herr Gay-Lussac über das Aufsteigen verschiedener Mischungen von Alkohol und Wasser in Haarröhrchen angestellt hat, scheinen so etwas anzudeuten.

Ein isolirtes Wasser-Blättchen von einer Dikke, welche kleiner ist, als der Halbmesser der merklichen Wirkungssphäre der Wassertheilchen, muss, diesem zu Folge, eine viel geringere Zusammendrückung leiden, als ein ähnliches Wassertheilchen, welches sich mitten in einer bedeutenden Wassermasse befindet. Es ist daher natürlich, zu schliessen, dass ein solches isolirtes Wasser-Blättchen weniger dicht seyn wird, als das Wasser da, wo es sich in Masse befindet. Sollte es wohl unwahrscheinlich seyn, anzunehmen, dass dieses der Fall mit der wässerigen Hülle sey, welche die Dunstbläschen umgiebt, und dass aus diesem Grunde diese Hülle weit leichter als das gewöhnliche Wasser sey, und sich in einem Mittelzustande zwischen dem tropfbaren und dampfförmigen Zustande befinde?

29. Ich habe in meiner Theorie der Haarröhren-Kraft weder auf den Druck der Luft, noch auf die Repulsivkraft der Wärme, Rücksicht genommen. Die Betrachtung dieser Kräfte war überflüssig; denn da sie für die ganze Oberfläche einerlei sind, so hängen sie mit der Krümmung derselben gar nicht zusammen. Die Wärme hat also auf die Phänomene der Haarröhrchen keinen andern Einfluss, als dass sie die Dichtigkeit der flüssigen Körper vermin-

mindert, und die Beobachtung hat gezeigt, daſs bei vollkommen flüſsigen Körpern die durch Aenderung der Temperatur entſtehende Aenderung der Phänomene, völlig der Theorie gemäſs iſt.

30. Da die Wirkungen der Haarröhren-Kraft auf eine mathematiſche Theorie zurück geführt ſind, ſo fehlte es dieſem intereſſanten Zweige der Phyſik nur noch an einer Reihe recht genauer Beobachtungen, mit deren Hülfe man die Theorie mit der Natur vergleichen konnte. Das Bedürfniſs ſolcher Beobachtungen wird überhaupt immer mehr fühlbar, je mehr die vervollkommnete Phyſik in das Gebiet der Analyſis übergeht; denn man iſt alsdann in ihr im Stande, die Reſultate der Theorieen mit groſser Genauigkeit anzugeben; und wenn man dieſe Reſultate mit ſehr genauen Verſuchen vergleicht, ſo erhebt man die Theorieen zu dem höchſten Grade von Gewiſsheit, der in der Naturforſchung Statt finden kann. Glücklicher Weiſe laſſen die Verſuche, welche die HH. Rumford und Gay-Luſſac über die haarröhren-artigen Erſcheinungen vor Kurzem angeſtellt haben, wenig über dieſen Gegenſtand zu wünſchen übrig; und wir haben in dem Vorhergehenden geſehen, wie ſehr meine Theorie mit den Beobachtungen des Letztern überein ſtimmt, welcher in dieſe Art von Verſuchen eine Genauigkeit, die den aſtronomiſchen Beobachtungen gleich kommt, erreicht hat.

31. Wenn man die wahre Urſache von Phänomenen kennen gelernt hat, ſo iſt es intereſſant,

rückwärts zu blicken und zu sehen, bis auf welchen Punkt die Hypothesen, welche früher die Physiker zur Erklärung dieser Erscheinung angenommen haben, sich der Wahrheit näherten. Eine der ältesten und angesehensten Meinungen über die Haarröhrchen ist die von Jurin. Dieser englische Physiker schreibt die Erhebung des Wassers in einem gläsernen Haarröhrchen der Attraction des ringförmigen Theiles der Röhre zu, welcher die Oberfläche des Wassers berührt und an der sie sich anlegt; „denn," sagt er, „bloss von diesem „Theile der Röhre braucht das Wasser beim Sin„ken sich los zu reissen, und folglich ist dieser „Theil der einzige, welcher durch seine Attraction „dem Sinken des Wassers entgegen wirkt. Diese „Ursache ist der Wirkung proportional, indem so„wohl der Umfang der Röhre, als die gehobene „Wassersäule dem Durchmesser der Röhre propor„tional sind". (*Philos. Transactions*, *Nr.* 363.). Hiergegen hat schon Clairaut in seiner Abhandlung über die Figur der Erde eingewendet, dass man das Princip, die Wirkungen seyen den Ursachen proportional, nur dann anwenden dürfe, wenn man zu einer ersten Ursache zurück gehe, und nicht, wenn man Wirkungen untersucht, die aus einer Vereinigung verschiedener Ursachen entstehen. Nähme man nämlich auch an, dass der einzige Ring, in welchem die Oberfläche die Röhre berührt, die Ursache der Erhebung des Flüssigen sey, so dürfe man darum doch nicht schliessen, dass

das gehobene Gewicht dem Durchmesser proportional seyn müsse, weil man die Kraft dieses Ringes nicht kennen lernen kann, ohne die Kräfte, mit welchen alle Theile desselben wirken, zu summiren. Clairaut setzte daher an die Stelle der Jurin'schen Hypothese eine genaue Entwickelung aller Kräfte, die auf eine Wassersäule wirken, welche sich in einem längs der Achse der Röhre gehenden unendlich engen Kanale im Gleichgewichte befindet. Dennoch hat dieser grosse Geometer die Haupterscheinung in den Haarröhren nicht erklärt, dass nämlich die Elevation und Depression eines Flüssigen in sehr engen Röhren dem Durchmesser der Röhre umgekehrt proportional ist; er begnügt sich, zu bemerken, ohne doch dafür einen Beweis zu geben, dass unzählige Gesetze der Attraction möglich sind, bei welchen diese Erscheinung Statt finden muss. Seine Voraussetzung, dass die Wirkung des Glases noch für die in der Achse der Röhre befindlichen Theilchen merklich sey, entfernte ihn von der richtigen Erklärung der Erscheinungen. Indess verdient es bemerkt zu werden, dass, wenn er die Attraction als nur in unmerklichen Entfernungen merkbar angenommen, und die Bestimmung der Kräfte für die wahre Wirkungssphäre der Röhrenwände so gesucht hätte, wie er es für die in der Achse liegenden Theilchen gethan hat, — er nicht nur auf das Resultat von Jurin, sondern auch auf alle die Folgerungen würde gekommen seyn, welche unsere

zweite Methode (§. 13.) an die Hand giebt. Diese Methode zeigt, dass bei einem Flüssigen, welches die Röhre vollkommen befeuchtet, bloss derjenige Theil der Röhre, der zunächst oberhalb der Oberfläche des Flüssigen in unmerkbarer Entfernung von derselben liegt, das Flüssige zum Ansteigen sollicitirt, hebt, und es schwebend erhält wenn das Gewicht der gehobenen Säule mit der Attraction dieses Röhren-Ringes im Gleichgewichte ist. Dieses nähert sich sehr den Ideen Jurin's, und führt zu seiner Folgerung, dass das Gewicht der gehobenen Säule dem Umfange der innern Grundfläche der Röhre proportional ist; eine Folgerung, die für jede prismatische Röhre gilt, wie auch immer ihr innerer Querschnitt beschaffen sey, und wie sich auch die Attraction der Theilchen der Röhre auf das Flüssige zu der Attraction der flüssigen Theilchen gegen einander verhalten möge.

Die Aehnlichkeit, welche die Oberfläche der Tropfen und die Oberfläche von Fluidi's, die in Haarröhrchen enthalten sind, mit denjenigen Oberflächen haben, mit welchen sich die Geometer in den ersten Zeiten der Infinitesimalrechnung unter dem Namen der *Lintearia*, *Elastica* und andere beschäftigt haben, hat mehrere Physiker bewogen, die Fluida so zu betrachten, als ob sie in solche Flächen eingeschlossen wären, und als ob diese Flächen durch ihre Spannung und Elasticität den flüssigen Körpern die Formen gäben, welche die Erfahrung zeigt. Segner, einer der ersten, der

diese Idee hatte, übersah sehr wohl, daſs dieses eine bloſse zur Darstellung der Phänomene dienliche Fiction sey, die man nur in so weit annehmen dürfe, als sie sich auf das Gesetz einer bloſs in unmerklichen Entfernungen merkbaren Attraction zurück führen läſst (s. die ältern Schriften der Götting. Societät, Tom. I.). Er versuchte daher diese Abhängigkeit zu beweisen; aber wenn man seine Schlüſse näher betrachtet, so bemerkt man leicht ihre wenige Genauigkeit, und die Resultate, zu welchen er gelangt, zeigen gleichfalls ihre Unzulänglichkeit. Er findet z. B., daſs man nur auf die Krümmung des Schnittes eines Tropfens Rücksicht nehmen dürfe, und keinesweges auf die Krümmung seines horizontalen Querschnittes, was doch nicht genau richtig ist. Uebrigens hat er nicht bemerkt (was ein strenges Raisonnement ihm würde gezeigt haben), daſs die Spannung der Oberfläche bei jeder Gröſse des Tropfens einerlei ist. Endlich sieht man aus der Bemerkung, womit er seine Untersuchung schlieſst, daſs er selbst nicht damit zufrieden gewesen ist.

Während ich mich mit diesem Gegenstande beschäftigte, hat auch Hr. Thomas Young über eben diese Materie scharfsinnige Untersuchungen angestellt, die man in den *Philosophical Transactions* für 1805 findet. Er vergleicht, wie Segner, die Haarröhren-Kraft mit der Spannung einer Oberfläche, welche die flüssigen Körper umhülle, und indem er auf jene Kraft die Resultate

anwendet, welche über die Tension der Oberflächen bekannt sind, findet er, dass man die Krümmung der flüssigen Oberflächen nach zwei auf einander senkrechten Richtungen in Betrachtung ziehen müsse. Er nimmt ferner an, dass bei demselben Flüssigen und bei Röhren aus gleicher Materie, die flüssigen Oberflächen mit der Röhrenwand, da, wo sie mit ihr in Berührung kommen, einerlei Winkel machen, ihre Figur mag im Uebrigen beschaffen seyn, wie sie will; — eine Voraussetzung, welche, wie wir gesehen haben, nahe am Ende der Wände nicht mehr richtig ist. Er hat aber nicht, wie Segner, versucht, diese Hypothese aus dem Gesetze einer mit der Entfernung schnell abnehmenden Attraction der kleinsten Theilchen abzuleiten; was doch zu ihrer Bestätigung durchaus nöthig gewesen wäre *). Diese Bestätigung konnte nur eine strenge Demonstration von der Art, wie wir sie im Anfange unserer Untersuchung mitgetheilt haben, ergeben. Uebrigens schliessen sich Segner's und Young's Ideen mehr an unsere erste Methode, Jurin's Gedanken mehr an die zweite Methode an.

Ende.

*) Den Lesern auch die Untersuchungen des Dr. Thomas Young, über die Cohäsion der Flüssigkeiten, in diesen Annalen mitzutheilen, war zwar, (wie sie sich vielleicht noch aus einer frühern Aeusserung erinnern,) meine Absicht; diese Untersuchungen treten aber neben der vollendeten Arbeit des Herrn La Place in jeder Hinsicht so sehr in den Schatten, dass ich von diesem Vorsatze abstehe.

Gilbert.

II.

HEITZUNG
von Zimmern und von Manufaktur-Gebäuden durch Wasserdampf,

von

Neil Snodgrass *).

Herr Snodgrafs hatte im April 1798 den Auftrag erhalten, bei *Dornoch* in der Graffchaft Sutherland eine Baumwollen-Spinnmühle zu errichten. In diefer Graffchaft ift das Brennmaterial außerordentlich felten und theuer; er dachte daher auf eine wohlfeilere Art, als die gewöhnliche, die Mühle zu heitzen. Ein Mittel, das er in den Bleichereien bei Glasgow (wo er fich, um allerlei für die Mühle machen zu laffen, fechs Monate über aufhielt) angewendet fah, fchien ihm dazu das fchicklichfte zu feyn. Man wickelt nämlich in ihnen den Muffelin, um ihn zu trocknen, um hohle metallene Cylinder, die mit heifsem Wafferdampf gefüllt find. Eine Heitzung der Mühle durch Wafferdampf fchien ihm nicht nur ökonomifch, fondern auch wegen Sicherung gegen Feuersgefahr vortheilhaft zu feyn. Es wollte indefs keiner, dem

*) Frei bearbeitet nach Nicholfon's *Journal of naturphilof. Mai* 1807. Die *Society of Arts* belohnte diefe nützliche Mittheilung mit einer Prämie von 40 Guineen.
Gilbert.

er seine Idee mittheilte, auf sie eingellen; die meisten erklärten sie geradehin für unausführbar. Dieses machte ihn nur begieriger, einen Versuch anzustellen; er bestellte zu dem Ende Röhren von Zinn, und im Mai 1799 wurden diese in der Spinn-Mühle aufgerichtet. Sie gaben sogleich die nöthige Wärme, wenn sie mit Dampf von kochendem Wasser erfüllt wurden; doch waren sie beim Transport zu Wagen beschädigt worden, und hatten nicht Stärke genug. Auch bemerkte Herr Snodgrafs bald, dafs die Stellung, die er ihnen, um die Maschinen nicht zu stören, gegeben hatte, nämlich in dem einen Ende der Mühle schief (*diagonally*), sehr unvortheilhaft war. So wurden die obern Seiten der Röhren eher warm, als die untern, welches eine ungleiche Expansion hervor brachte; auch hinderte das in den Röhren condensirte und durch sie nach dem Kessel zurück laufende Wasser den Dampf am Steigen. Herr Snodgrafs liefs die Röhren ändern, stellte sie senkrecht, und verband mit ihnen andere Röhren, die bestimmt waren, das sich condensirende Wasser abzuführen. Taf. III. Fig. 1. stellt den ganzen Apparat nach dieser veränderten Einrichtung vor.

Die Zeichnung stellt das Innere der Giebelseite der Spinn-Mühle vor, an dem einen Ende der Vorbereitungs- und der Spinn-Stuben. An der andern Seite dieser Giebelmauer befindet sich ein Raum von 17 Fufs, der von einer andern Giebelmauer eingeschlossen wird, und das Wasserrad,

den Treppenraum und kleine Zimmer mit dem Mechanismus zur Bewegung der Spinnereien enthält. In diesem Raume steht auf ebener Erde der Ofen und der Dampfkessel; sie konnten in dieser Zeichnung nicht angebracht werden, da sie sich hinter der ersten Giebelmauer befinden. Der Dampfkessel hat nichts Ausgezeichnetes und wird eben so als die Kessel der gewöhnlichen Dampfmaschinen gespeiset. Ein runder kupferner Dampfkessel, 2 Fuss weit und 2 Fuss tief, der 30 Gallonen Wasser fasste, und mit einer weiten kupfernen Haube, a einem Dampf-Reservoir, versehen war, entsprach der Absicht in diesem Falle völlig. Das kupferne Rohr *B* leitete den Dampf aus dem Kessel durch die Giebelmauer hindurch in die zinnerne Röhre *CC*, und aus dieser trat der Dampf durch die kleinen in einem Knie gebogenen kupfernen Röhren *D*, *D*, *D* in die Achsen der weiten senkrechten Röhren *E*, *E*, *E*, welche zuoberst (unter der Decke, über die der Boden ist) durch die horizontalen Röhren *F*, *F* in Verbindung standen, damit der Dampf desto freier in ihnen circulirte. Die mittelste dieser Röhren ging durch die Decke hindurch, in die Bodenstube, in eine 36 Fuss lange, horizontal liegende, Röhre, deren Ende man in *G* angegeben sieht, und die bestimmt war, den Bodenraum zu heitzen. An dem hintern Ende dieser Röhre, *G*, befand sich ein Ventil, das sich nach Innen öffnete, damit beim Erkalten des Apparats im Innern desselben kein luftleerer Raum sich bilden

sollte; sonst würde die Luft die Röhren und den Kessel zusammen gedrückt haben. Aehnliche Ventile *K*, *K* befanden sich nahe bei den obern Enden der beiden andern senkrechten Röhren *E*, *E*. Aus der mittelsten Röhre *E* ging eine enge Röhre zum Dache hinaus, die bei *I* ein nach Aussen sich öffnendes Ventil hatte, durch das die Luft entweichen konnte, wenn die Röhren sich mit Dampf zu füllen anfingen, oder der Dampf selbst, wenn dessen zu viel entstand.

Der Dampf, welcher sich in den senkrechten Röhren *E*, *E*, *E* verdichtete, träufelte längs den Röhrenwänden in die Trichter *L* herab, deren Hülsen um die Röhre *C* herum oder durch sie hindurch gehen, und läuft durch die kupferne Röhre *MM* ab, welche das heisse Wasser durch die Giebelmauer den 5 Fuss tiefer stehenden Kessel wieder zuführte. In sie lief auch durch die kleine Röhre *NN* das in der Röhre *CC* sich verdichtende Wasser ab., da diese gleich der Röhre *MM* etwas gegen den Horizont geneigt war. Die unter dem Dache befindliche Röhre *G* stieg ebenfalls in ihrer ganzen Länge um 18 Zoll, und führte das verdichtete Wasser in die mittelste der Röhren *E* zurück.

Die weiten Röhren hatten alle 10 Zoll im Durchmesser, und waren aus verzinnten Blechtafeln von Nr. 2. gemacht. Es fand sich beim Gebrauche, dass dieser Apparat hinreichende Stärke hatte; nach den ersten Veränderungen bedurfte er keiner Reparaturen.

Da es darauf ankam, an Feuermaterial möglichst zu sparen, so wurde der Rauch aus dem für den Kessel bestimmten Ofen in gewöhnlichen steinernen Röhren, die in der Giebelmauer angebracht waren, abgeführt. Um aller Feuersgefahr zuvor zu kommen, wurden diese Röhren so gestellt, wie man das in Fig. 2. sieht. Die Wärme, welche der Dampf und diese Hülfs-Vorrichtung der Spinn-Mühle mittheilten, stieg auf 70° F. (17° R.). Die Säle in derselben sind 50 Fuss lang, 32½ Fuss breit, und das Erdgeschoss 11, die andern Geschosse 8 und der Boden-Saal 7 Fuss hoch; und die so geheitzten Zimmer waren weit gesunder und angenehmer, als die mit den besten Oefen geheitzten, da sie vollkommen frei von Rauch und übeln Gerüchen bleiben. Es geht aus verschiedenen Versuchen hervor, dass hierbei der Aufwand an Brennmaterial kaum halb so gross war, als er gewesen seyn würde, wenn man dieselbe Wärme mit den am besten eingerichteten Oefen hätte hervor bringen wollen. Darüber konnte Hr. Snodgrass um so zuverlässiger urtheilen, da er schon 5 Jahre lang in Baumwollen-Spinnmühlen über Oefen, die man damals für die besten hielt, Erfahrungen gesammelt hatte.

Als Herr Snodgrass diese Erfahrungen gemacht hatte, theilte er sie und eine ähnliche Zeichnung, als die hier befindliche, den Unternehmern seiner Baumwollen-Spinnmühle zu Glasgow mit, die an der Ausführbarkeit des Plans grosse Zweifel unterhalten hatten. Dieses geschah im J. 1800.

Sie machten diese Entdeckung sogleich in den Glasgower Zeitungen bekannt, und nun ahmten mehrere Baumwollen-Spinner diese Heitzung mit mancherlei Abänderungen nach. Herr Snodgrass theilte jedem, der es wünschte, allen nöthigen Unterricht mit; besonders rieth er, das zum Kessel zuströmende Wasser möglichst von dem Dampfe abzusöndern, und wenn man zinnerne Röhren, oder andere, von nicht grösserer Stärke nimmt, sie durch Sicherungsventile sorgfältig zu schützen. In dieser und anderer Hinsicht ist der erste Versuch, den er hier absichtlich beschrieb, noch sehr mangelhaft. Da sich die Röhren alle an dem einen Ende des Hauses befanden, so vertheilte sich die Hitze sehr ungleichförmig, und es dauerte lange Zeit, ehe sie bis zum andern Ende vordrang; da aber die Mühle kaum Raum genug für die Spinn-Maschinen fasste, so war es unmöglich, den Röhren eine andere Stellung zu geben, oder sie durch die Stuben hin zu leiten. Dieser Fehler ist indess unter andern Umständen so leicht zu vermeiden, dass es dazu weiter keiner Anweisung bedarf.

In zwei andern Spinn-Mühlen, denen Herr Snodgrass jetzt vorsteht, hat er den Heitzungs-Apparat so aufgestellt, dass die Hitze vollkommen gleichförmig verbreitet wird. In der einen dieser Mühlen, welche aus 6 Geschossen besteht, wird das unterste Geschoss durch eine 5 Zoll weite, etwas geneigt liegende, Röhre aus Gusseisen geheitzt, welche in der Mitte desselben, der Länge nach,

2 Fuſs vom Boden (*ceiling*), hinläuft. — Senkrecht ſtehende, 7½ Zoll weite, und jede 7 Fuſs von der andern entfernte, zinnerne Röhren, führen aus ihr die Dämpfe durch alle Fuſsböden hindurch bis zu der Firſte des Hauſes, und bilden in jedem Saale eine in der Mitte deſſelben hinlaufende Reihe frei ſtehender wärmender Säulen. In der andern Mühle waren nach vollendetem Baue noch einige Säle angebauet, und mit dem Hauptbaue auf eine ungeſchickte Art verbunden worden; in dieſe muſste der Dampf aus dem Hauptapparate, der ganz mit dem eben beſchriebenen überein ſtimmte, durch liegende, nur wenig geneigte, Röhren geleitet werden. Ueberhaupt kann man den Dampf, wenn er durch den Hauptapparat hindurch gegangen iſt, beliebig weiter leiten; und Herr Snodgraſs hat keine Schwierigkeit gefunden, Räume aller Art auf dieſe Weiſe zu heitzen.

In der erſten der eben erwähnten Mühlen ſind die ſenkrecht ſtehenden Röhren unter dem Fuſsboden des Daches durch eine 2½ Zoll weite, horizontale, nur wenig geneigte Röhre mit einander verbunden, deren Enden durch die Mauern des Gebäudes gehen und mit Ventilen verſehen ſind, die ſich nach Auſsen öffnen. Eine ähnliche Verbindungsröhre, mit Ventilen derſelben Art, iſt unter dem Fuſsboden (*ceiling*) des dritten Geſchoſſes angebracht. Aller dieſer Beförderungsmittel der Communication ungeachtet, füllten ſich die ſenkrechten Röhren, welche weiter nach hin-

Der Keſſel *bb* iſt 6 Fuſs lang, 3½ Fuſs breit und 3 Fuſs tief, und man kann ihn an jeden ſchicklichen Ort ſtellen, oder, wo eine Dampfmaſchine arbeitet, den Keſſel derſelben benutzen. Da die Vorrichtung, wie der Keſſel ſich mit Waſſer füllt, nichts Ausgezeichnetes hat, ſo iſt ſie in der Zeichnung weggelaſſen. Die Röhre *cc* leitet den Dampf aus dem Keſſel in die erſte der ſenkrechten Röhren *d*, *d*, *d*, *d*; ſie hat bei *e* ein weiteres Verbindungsſtück, das durch Liederung dampfdicht gemacht iſt. Der Dampf ſteigt durch die erſte der ſenkrechten Röhren *d* in die horizontale, etwas geneigte, Röhre *ffg*, und treibt die Luft theils aus dem ziemlich ſtark belaſteten Ventil *g* hinaus, theils durch die andern Röhren *d*, *d*, *d* in die enge Röhre *mm* herab, aus der ſie durch das Ventil *i*, oder durch den aufwärts gekrümmten Schenkel *n*, entweicht. In dieſe Röhre *mm* ſammelt ſich auch das Waſſer, das durch Verdichtung des Dampfs in dem Apparate entſteht; ſie iſt ſo ſtark nach *k* zu geneigt, daſs das Waſſer durch die Röhre *k* in einen Behälter hinaus fließt, aus dem man es in den Keſſel zurück pumpt. Alle Röhren ſind von Guſseiſen, die Röhre *mmm* ausgenommen, welche aus Kupfer beſteht. Die ſenkrechten Röhren vertreten zugleich die Stellen von Säulen und unterſtützen die Querbalken des Gebäudes, welche auf den hervor ſpringenden Anſätze *o*, *o*, *o* aufliegen, die ſich durch die Keile *p*, *p*, *p* beliebig erhöhen laſſen. Die Röhren ſind ungefähr 1 Zoll tief in die

Bal-

Balken eingesenkt, und an ihnen durch eiserne Bänder *q*, *q* befestigt. Die Röhren in dem untersten Geschosse ruhen auf den Quadersteinen *s*, *s*, *s*, *s*, und sind hier durch Liederung dampfdicht gemacht. Sie tragen die Röhren des zweiten Geschosses, diese die des dritten Geschosses, und so ferner, und sind mit ihnen durch geliederte Verbindungsstücke verbunden. Die Röhren im untersten Geschosse sind 7, in dem darüber stehenden 6, und in den beiden obersten Geschossen $6\frac{1}{2}$ Zoll weit; die Metalldicke beträgt $\frac{3}{8}$ Zoll. Der Grund, warum die untern Röhren weiter als die obern sind, ist, damit sie der Luft mehr heisse Oberfläche darbieten; denn in sie steigt der Dampf (die vorderste ausgenommen) von oben herab, und würde sonst nicht so viel Hitze, als oben, den Sälen mittheilen. Ventile, die sich nach Innen öffnen, bedarf dieser Apparat nicht, da alle Röhren so stark sind, dass sie den Druck der Atmosphäre aushalten. Diese Baumwollen-Spinnmühle ist 60 Fuss lang, 33 Fuss breit und hat 4 Geschosse; das oberste ist ein Boden-Geschoss. In der Zeichnung sieht man nur $\frac{4}{9}$ der Länge des Gebäudes. Während der Zeit der grössten Kälte heitzt der Apparat die ganze Mühle bis auf 85° F. (23° R.); und es ist leicht zu übersehen, dass es nicht schwierig seyn würde, wenn man die Röhren vermehren und starkes Feuer geben wollte, die Hitze bis auf 212° F. zu erhöhen. Man hatte gegen diese Einrichtung das Bedenken geäussert, das Gebäude

werde Schaden leiden, wenn die eisernen Röhren durch die Hitze ausgedehnt würden; allein die Erfahrung hat gelehrt, daſs die durch den Dampf bewirkte Ausdehnung derselben so gut als unmerklich ist.

Einer so erleuchteten Gesellschaft, als die *Society of arts*, glaubte Herr Snodgraſs kein Wort über die Anwendungen, welche diese Heitzungsart bei anderm ökonomischen Gebrauche fähig sey, sagen zu dürfen. Er fügte aber noch viele Certificate von Besitzern von Baumwollen-Spinnmühlen bei, aus denen hervor geht, daſs die Heitzungsart des Herrn Snodgraſs von vielem Vortheile, und daſs er der Erste gewesen ist, der Wasserdampf zum Heitzen von Manufaktur-Gebäuden angewendet hat.

III.

Beschreibung und Erklärung des Mascaret in dem Dordogne-Flusse;

von

LAGRAVE SORBIE *).

Die Einwohner von Guienne, welche die Ufer der untern Dordogne bewohnen, nennen *Mascaret* eine merkwürdige und eigenthümliche Art von Bewegung, welche sich in diesem Strome zu der Zeit zeigt, *wenn das Wasser darin niedrig steht.* Dieser letztere Umstand ist eine wesentliche Bedingung des Phänomens, daher man es nur in trocknen Sommern, wenn das Wasser der Dordogne bis zu einer gewissen Tiefe gesunken ist, dann aber täglich zwei Mahl, wahrnimmt. In nassen Sommern bleibt es aus. Höchst selten zeigt es sich im Winter, bei starken Frösten, wenn der Wasserstand der Dordogne wegen vielen Eises, recht niedrig ist. Das geschieht aber keine drei Mahl in einem Jahrhunderte. Es giebt eine bestimmte Grösse, bis auf welche das Wasser in der Dordogne gesunken seyn muss, damit der Mascaret erscheine; auch sagen

*) Frei bearbeitet nach dem *Journ. de Phys.* 1805. t. 2. von Gilbert.

die Seeleute in der Gegend von Bordeaux ihn voraus: „der Wasserstand," bemerken sie, „hat sich „um so und so viel vermindert; die Fluth ist heute „so hoch, wir werden Mascaret haben;" und danach nehmen sie ihre Maſsregeln. Dieses hätte die Bordeauxer Physiker längst überzeugen sollen, daſs der Mascaret eine physikalische, in der Beschaffenheit des Fluſsbettes gegründete, Ursache hat, da jedermann, fast ohne sich je zu irren, die Erscheinung desselben voraus sagt, selbst dann, wenn sie mehrere Jahre lang, wegen zu groſser Näſse im Sommer, ausgeblieben ist. Folgendes ist der Hergang bei dem Mascaret.

In geringer Entfernung von dem *Bec-d'Ambes*, dem Punkte, wo die Dordogne sich in die Garonne ergieſst (s. Taf. III. Fig. 3.), erscheint an dem Ufer eine Wassermasse, die bei hoher Fluth, wenn der Fluſs recht niedrig ist, die Gröſse einer Tonne, oder manchmahl selbst eines kleinen Hauses hat, und von vorn nach hinten verlängert ist. Sie läuft längs der Küste mit einer unglaublichen Geschwindigkeit hin, die so groſs ist, daſs sie das schnellste Pferd ereilen würde; und während dieser Wasserberg sich immer hart an der Küste fortwälzt, entsteht ein furchtbares Getöse. Ich habe gesehen, daſs Pferde und Ochsen, die auf den anliegenden Wiesen weideten, mit Zeichen der gröſsten Angst auf das schnellste entflohen. Sie zitterten noch geraume Zeit nachher, und konnten nur mit groſser Mühe zurück gebracht werden. Gänse und

Aenten stürzen sich beim Annahen desselben voller Schrecken in das Schilf, und es ist vergebens, sie heraus treiben zu wollen. Gegen harte Körper, die dem Mascaret entgegen stehen, schlägt er mit solcher Gewalt, daſs er die steinernen Einbaue und Kaye an den Ufern zerstört, gewaltige Steinmassen aus denselben auf funfzig Schritte und mehr mit fortreiſst, die gröſsten Bäume umstürzt, und die Fahrzeuge, wenn er auf sie trifft, versenkt und zerbricht, letzteres besonders, wenn sie sich am Ufer auf einer harten Grundlage befinden. Zu *Saint-André* zertheilt sich dieser Wasserberg in Wellen, welche die Hälfte der Breite des Flusses bis *Caverne* einnehmen (*en lames, qui tiennent la rivière dans la moitié de sa largeur*). Hier verliert sich der Mascaret eine kurze Strecke. Zwischen *Asque* und *Lile* erscheint er wieder in Gestalt eines Vorgebirges; dann in der von Wellen bis *Tersac*; von da bis *Darveire* wieder in seiner anfänglichen Gestalt. Von Darveire geht er längs der Küste bis *Fronsac*, einem Landsitze des Herrn von Richelieu; von Fronsac aus verbreitet er sich über den ganzen Strom, geht mit einem schrecklichen Geräusche vor *Libourne* vorbei, und bringt die Rehde dieser Stadt in Aufruhr; zuletzt erscheint er wieder, doch nur mit weniger Kraft, zu *Genisac-les-Réaux* und zu *Peyresite*. Der ganze Raum, welchen der Mascaret durchläuft, ist auf eine Länge von 8 bis 9 Lieues beschränkt.

Nach dem Berichte des Herrn de la Condamine (p. 193 seiner Reise) findet man etwas Aehnliches, als diesen Mascaret, in dem Amazonen-Flusse, unter dem Namen *Proroca*. „Zwischen *Macapa* und dem *Cap-Port*," erzählt er, „an der Stelle, wo der grosse Kanal des Flusses am mehrsten durch Inseln eingeengt ist, besonders der grossen Mündung des Arawary gegen über, der sich von Norden her in den Amazonenfluss ergiesst, entsteht zu den Zeiten der höchsten Fluth, das ist, während der drei Tage um den Vollmond sowohl als um den Neumond, eine sonderbare Erscheinung durch die Fluth. Statt dass sonst das Meer sechs Stunden lang steigt, erlangt es dann in einer oder zwei Minuten die grösste Höhe. Man urtheilt leicht, dass diess nicht ruhig zugehen kann. Schon aus der Entfernung von einer Stunde lässt sich ein schreckliches Getöse hören, welches den *Proroca* ankündigt; so nennen nämlich die Eingebornen diese furchtbare Fluth. Das Getöse wächst, und bald erblickt man ein 12 bis 15 Fuss hohes Vorgebirge von Wasser; darauf ein zweites; darauf ein drittes, und manchmahl noch ein viertes, die eins nahe auf das andere folgen, und die ganze Breite des Kanals einnehmen. Diese Welle (*lame*) kommt mit einer ausserordentlichen Geschwindigkeit heran, und alles, was ihrem Laufe Widerstand leistet, wird von ihr zertrümmert und rasirt. Ich habe gesehen, dass sie an einigen Orten grosse Stücke Erdreich mit fortriss, an an-

dern sehr starke Bäume entwurzelte und Verwüstungen vieler Art anrichtete. Ueberall, wo sie vorbei geht, ist das Ufer so rein, als wäre es gefegt worden. Die Kähne, die Pirogen, und selbst die gröſsern Fahrzeuge haben kein anderes Mittel, sich der Wuth dieser Wellen zu entziehen, als daſs sie an einer tiefern Stelle vor Anker gehen. Ich habe diese Erscheinung an verschiedenen Orten mit Aufmerksamkeit beobachtet, und fand, daſs sie sich nur da zeigte, wo die Fluth in einen engen Kanal trat, oder auf eine Sandbank oder eine Untiefe, als Hindernisse, traf. Nur dort, und nirgends anders, fing diese gewaltsame und unregelmäſsige Bewegung des Wassers an, und hörte in weniger Entfernung hinter der Sandbank oder Untiefe, oder hinter der verengerten Stelle des Fluſsbettes, auf. Man sagt, daſs sich etwas Aehnliches in den Orkney-Inseln, nördlich von Schottland, ereigne, und in der Mündung der Garonne *), unweit Bordeaux, wo man diese Wirkungen der Fluth *Mascaret* nennt."

Man sieht aus dieser Stelle, daſs der Proroca fast dieselbe Erscheinung als unser Mascaret ist. Doch ist darin eine Verschiedenheit, daſs wir in der Dordogne zwei Arten von Fluth haben, eine,

*) Vielmehr in der *Dordogne*. Auch habe ich in Reisenden gelesen, daſs man dieses Phänomen in einigen Flüssen der Hundsonsbai wahrnimmt, wo man es Wasserratze (*rat d'eau*) nennt; selbst auf dem Missisippi.

Lagr. Sorbie.

welche sich über den ganzen Fluſs erstreckt, und eine zweite, die längs der Küste hinstreicht, und mehr über die wasserlosen Stellen des Fluſsbettes am Ufer, als über das Wasser selbst sich fortrollt. Die erste hat Condamine gut beobachtet. Auf der Dordogne läuft der Mascaret mit Getöse Strom aufwärts, bald längs der Küste in Gestalt einer Ratze (wonach einige Reisende ihn benannt zu haben scheinen), bald in furchtbaren Wellen, die sich über den ganzen Fluſs wegziehen. Auf die erste Art erscheint er nur in den hinein gehenden Winkeln des Ufers und auf Sandbänken, wie aus der Abbildung des Flusbettes der untern Dordogne auf Kupfertafel III. zu ersehen ist. Die kleinen Punkte *A* bezeichnen die Sandbänke, wo der Mascaret immer anfängt; auch die Sandbänke, welche der Strom in den einwärts gehenden Winkeln des Ufers, da, wo das Wasser zurück geht, abgesetzt hat; hauptsächlich an diesen Stellen rollt das Vorgebirge von Wasser mit seiner ganzen Wuth über die Bodensätze des Wassers hin. Die kleinen Striche *B* bedeuten die Stellen, wo der Mascaret auf die zweite Art, nämlich in Wellen, erscheint, und wo die Wellen desselben die ganze Breite des Stroms einnehmen. Die mit *C* bezeichneten hervor springenden Winkel des Ufers sind diese Stellen, wo der Mascaret das Ufer und zugleich seine anfängliche Gestalt verläſst, um sich über den ganzen Fluſs zu verbreiten, in einer Menge ansehnlicher Wellen, die eine hinter der andern Strom

aufwärts laufen, so lange das Bett geradlinig bleibt. In den einwärts gehenden Winkeln des Ufers verschwinden diese Wellen, und der Mascaret erscheint wieder unter der ersten Gestalt.

Noch hat sich keiner der Bewohner dieser Gegend die Mühe genommen, dieses Schauspiel, das sie bei niedrigem Wasserstande täglich zwei Mahl sehen, den Naturforschern im Detail bekannt zu machen, und mir ist niemand bekannt, der versucht hätte, diese Erscheinung zu erklären. Selbst Condamine thut das nicht, wiewohl aus seiner Erzählung erhellt, dass ein Naturforscher, wie er, die Ursache leicht entziffert haben würde, hätte er den Proroca länger und unter mehrern Umständen beobachtet.

Die erste Ursache dieser besondern Art von Fluth ist, wie ich glaube, dieselbe, welche allgemein die Fluth in Strömen hervor bringt; und wenn auf andern Strömen kein Mascaret oder Proroca wahrgenommen wird, so liegt das bloss an der eigenthümlichen Beschaffenheit, welche das Flussbett haben muss, wenn diese besondere Art von Fluth entstehen soll. Sie haben nicht Strom genug; oder das Wasser steht in ihnen nicht niedrig genug; oder die Fluth ist ihnen zu schwach; oder die ein- und auswärts springenden Winkel der Ufer sind nicht so beschaffen, wie es zum Mascaret nöthig ist. Ich möchte wetten, dass ich aus der Ansicht eines Plans des Flussbettes und der Sonden es voraus errathen wollte, ob in dem

Flusse ein Mascaret Statt hat, oder nicht. Dass wir nicht mehr Flüsse mit Mascaret kennen, liegt, wie ich glaube, allein an der Beschaffenheit des Flussbettes und an keiner Eigenthümlichkeit in der Ebbe und Fluth. In der Dordogne scheint mir die physikalische Ursache ganz einfach zu seyn. Auf dem Amazonenflusse waren es immer nur Verengerungen, in welchen Condamine den Proroca sah. In der Dordogne ist es anders. Auf ihrem ganzen Laufe hat sie kaum eine Enge; fast überall fliesst sie sehr schnell, und hat nur wenig Tiefe, wie alle Ströme von schnellem Laufe. Sie macht viele Schlängelungen, und hat zwar wenig Inseln, aber in jedem einwärts gehenden Winkel findet sich eine Sandbank. Sie strömt dem *Bec-d'Ambes* in nordwestlicher Richtung zu, abgesehen von ihren Krümmungen; hier ergiesst sie sich in die viel stärkere Garonne, und beide Ströme fliessen dann vereint, ebenfalls in nordwestlicher Richtung, dem Meere zu, indem sie den schönen Meeresarm bilden, der unter dem Namen der *Gironde* bekannt ist. Das Wasser, das zur Fluthzeit durch diesen Meeresarm herauf kommt, strömt in gerader Richtung auf die Mündung der Dordogne zu, und dringt daselbst grössten Theils in diesen Fluss ein, und nicht in die Garonne, deren Richtung von Bourdeaux ab nördlich ist. Die grosse Menge des Wassers, welche auf diese Art mit eintretender Fluth sich in die Dordogne drängt, erzeugt in ihr die Wirkung, welche Condamine von dem Ama-

genenflusse anführt, wo die Fluth, statt anderwärts 6 Stunden lang zu steigen, in 1 oder 2 Minuten die gröfste Höhe erreicht. In der Dordogne erreicht indess die Fluth, selbst zur Zeit des niedrigsten Wasserstandes, ihre gröfste Höhe keineswegs in so kurzer Zeit; die, wie ich glaube, von der Fluth über das Niveau angehobene, und fast in einem Augenblicke anrollende Wassermasse, vermehrt, wie es mir scheint, das Wasser in dem Flussbette nur um ihr Volumen, und so bald der Mascaret vorbei ist, der sehr schnell vorüber geht, sieht man das Wasser in diesen beiden Strömen eben so allmählich, als in den andern ansteigen.

Alles, was ich hier angeführt habe, scheint mir zu beweisen, dafs der Mascaret der Dordogne von der in der Gironde herauf tretenden Fluth erzeugt wird, die sich in gerader Linie in die Dordogne ergiefst. Da jener Meeresarm wenigstens sechs Mahl breiter und viel tiefer als dieser Fluss ist, so führt er diesem bei ankommender Fluth plötzlich einen solchen Ueberfluss an Wasser zu, dass dieses darin auf einen Augenblick die Gestalt eines Vorgebirges von Wasser annehmen muss. Die physikalischen Ursachen des Mascarets sind also die grofse Masse Wasser, die bei der Fluth aus der Gironde in die Mündung der Dordogne tritt, und die Seichtigkeit der Dordogne; denn zur Zeit der Regen, und wenn der Strom nicht recht niedrig ist, sieht man den Mascaret nicht.

Diese Thatsachen zeigten, dass die Erscheinungen der Ebbe und Fluth in den Flüssen von denen im Meere verschieden sind. Die Fluth im Meere macht bloss eine Art von Damm aus, der dem Wasser des Flusses den freien Austritt versperrt; die Flüsse selbst aber erzeugen durch das Uebermass ihres am Ausfliessen verhinderten Wassers die mit der äussersten Geschwindigkeit ansteigenden Fluthen, welche man auf den grossen Strömen bis auf ausserordentliche Entfernungen wahrnimmt, da sie im Amazonenflusse über 500 bis 600 Lieues, und im Senegal fast eben so weit den Strom hinauf treten. Eben so denke ich mir den Mascaret und den Proroca, die also, unter dieser Voraussetzung, ganz dieselbe Ursache haben, als im Allgemeinen die Fluth in den Strömen.

IV.

BESCHREIBUNG

einer Meeressonde oder eines Bathometers, mit dem sich jede Tiefe des Meeres messen läst;

von

A. van Stipriaan Luiscius,
Med. Dr. und Lector der Chemie zu Delft.

Dieses ist der Titel eines vor Kurzem erschienenen Werkes, welches der Verfasser allen Seemächten der policirten Welt zugeeignet, und über das Herr L'Evêque, Mitglied des Instituts und Examinator der Marine, der ersten Klasse des Instituts von reich einen Bericht erstattet hat, aus welchem ich Frankdas, was man hier findet, gröfsten Theils ausziehe.

Es fehlt uns fast noch ganz an Kenntnissen über die Natur und Gestaltung des Bettes der verschiedenen Meere. Unstreitig hat der Grund des Oceans eben so gut seine Gebirge, Ebenen und Thäler, als der sichtbare Theil der Erdfläche; wir können sie nur durch eine grofse Menge von Reihen von Versuchen über die Tiefe der Meere kennen lernen, zu denen die vereinte Bemühung mehrerer Nationen und die Unterstützung der Regierungen uns allein verhelfen können.

Man findet in einigen Reisebeschreibungen und in andern Schriften die vergeblichen Versuche erzählt, welche zu verschiedenen Zeiten gemacht worden sind, um die Tiefe des Meeres, wenn sie eine gewisse Grenze übersteigt, mit der Sonde zu erforschen. Es wird zwar gesagt, einige holländische Seefahrer hätten von den europäischen Küsten an bis auf die Bank von New-Foundland immerfort Grund gefunden; die nöthigen Nachweisungen fehlen aber hierüber. Auch der sel. Büache hatte an einigen der Hauptpunkte das Meer sondirt, und diese Sondirungen zugleich mit denen, welche er bei andern vorfand, in einer Karte neuer Art zusammen gestellt, auf die er sein System über diesen wichtigen Theil der Physik gründete; seine Arbeit ist aber von andern nicht fortgesetzt worden. Die gröfste Meerestiefe, welche man bis jetzt gemessen hat, ohne Grund zu finden, betrug 1200 Klafter; Borda redet von ihr. In der Reise des Kapitains Phipps zum Nordpole findet man Sondirungen von 613 und 780 Klaftern, und ähnliche bei vielen andern.

Einige sind der Meinung gewesen, es liege mehr an der Art, wie man die Meerestiefe sondire, als an der Unergründlichkeit des Meeres selbst, dafs man mit Sonden von solcher Länge keinen Grund gefunden habe. Unter andern Büffon, der sich darüber folgender Mafsen äufsert: „Um „die Tiefe des Meeres zu sondiren, dient gewöhn„lich ein 30 bis 40 Pfund schweres Stück Blei,

„das an einem dünnen Seile befestigt ist. Für „nicht allzu grosse Tiefen ist diese Vorrichtung „zweckmäſsig; bei sehr grossen Tiefen kann sie da- „gegen in Irrthum führen, und machen, daſs man „da keinen Grund findet, wo man ihn doch finden „sollte. Denn da diese Schnur specifisch leichter „als das Wasser ist, so kommt man, wenn viel „Schnur abgewickelt ist, endlich dahin, daſs das „Gewicht und die Schnur, zusammen genommen, „nicht mehr wiegen, als das Wasservolumen, wel- „ches sie aus der Stelle drücken. So bald das der „Fall ist, sinkt die Sonde nicht mehr, sondern „entfernt, in einerlei Tiefe schwimmend, sich „seitwärts. Man müſste sich daher eiserner Ket- „ten, oder anderer Körper, die specifisch schwe- „rer als Wasser sind, zu Sondirungen solcher Tie- „fen bedienen. Es ist sehr wahrscheinlich, daſs „hierin der Grund liegt, daſs Seefahrer an so vie- „len Orten im Meere keinen Grund gefunden ha- „ben." Auch Bouguer war Anfangs dieser Mei- nung; er erkannte sie aber in der Folge als irrig. Hat nämlich die Schnur der Sonde sich mit Wasser durchzogen, so ist sie specifisch schwerer als das Meerwasser, und die Sonde hat dann immer ein bedeutend gröſseres Gewicht, als ein gleich gro- ſses Volumen Wasser; und eben aus diesem Ueber- schusse an specifischem Gewichte entspringt ein Theil der Schwierigkeiten bei dem Sondiren. Bouguer, der diese Schwierigkeiten sehr gut darstellt, hat einige Vorschläge gethan, um ihnen abzuhelfen;

doch scheint ihm die Sache immer äusserst schwierig zu bleiben. Herr von **Fleurieu** schlug vor, die Schnur aus Pferdehaaren zu verfertigen, damit sie einerlei specifisches Gewicht mit dem Wasser habe, und immer nur das Gewicht des Bleies allein die Sonde herab ziehe. Doch auch dann würden noch die gröfsten Hindernisse bei Sondirungen in grosser Tiefe bestehen, dass nämlich die Schnur bald zu kurz ist, bald bei unruhigem Meere zerreisst.

Diese Schwierigkeiten hatten schon früher Naturforscher bestimmt, auf andere Einrichtungen zu denken, mit denen sich die grossen Tiefen des Meeres sicherer und leichter messen liessen. Alle von ihnen zu dem Ende in Vorschlag gebrachten *Bathometer* sind darin einander ähnlich, dass sie aus zwei Stücken bestehen, von denen das eine specifisch schwerer, das andere specifisch leichter als das Meerwasser ist; dass beide Stücke verbunden im Wasser sinken, bis sie auf dem Boden ankommen, hier aber sich von einander trennen; und dass dann das specifisch Leichtere zu der Oberfläche wieder herauf steigt, so wie ein Luftballon in der Atmosphäre aufwärts schwimmt. Diese Bathometer beruhen daher auf einerlei Princip, und weichen nur in der mehr oder weniger glücklichen Art der Ausführung von einander ab.

Der gelehrte und scharfsinnige Dr. **Hooke** scheint der erste gewesen zu seyn, der ein Bathometer dieser Art vorgeschlagen hat. Es bestand

aus

aus einer gut gefirnifsten hölzernen Kugel, mit einer gekrümmten Stahlfeder, an die ein Stück Blei, Eifen oder Stein, mittelft eines Hakens, gehängt wurde. Dieses Gewicht zog die Kugel mit herab; beim Aufftofsen auf den Boden löfete fich die Feder aus, und die Kugel ftieg wieder aufwärts. Man beobachtete mit einer Sekundenuhr die Zeit, welche bis zum Wiedererfcheinen der Kugel hinging. Varenius hat in feiner Geographie eine kurze Befchreibung diefes Bathometers und das Detail der Verfuche eingerückt, die damit zu Shernefs angeftellt wurden. Nachmahls verbefserte der Dr. Hooke diefes Inftrument, und verfah es mit Flügeln nach Art der Windmühlen und mit Räderwerk, um den herabwärts oder heraufwärts durchlaufenen Weg zu meffen. Man findet es befchrieben in feinen *Philofophical Experiments and Obfervations*, welche Derham 1726 zu London bekannt gemacht hat, unter der Ueberfchrift: *Explorator profunditatis*. Rochon hat auf feiner Reife nach Oftindien von einem Bathometer Gebrauch gemacht, das dem erften des Dr. Hooke ähnlich war, nur ftatt der Kugel eine Spindel hatte; feine Verfuche mifslangen und er giebt davon die Urfache an *). Ein ähnliches Inftrument wird

*) Dr. Hooke hatte diefen feinen erften Vorfchlag felbft als unbrauchbar verworfen, weil es nicht möglich ift, den Schwimmer in dem Augenblicke gewahr zu werden, wenn er aus dem Waffer wieder heraus taucht. Dafür theilte Dr. Hooke der Londner Societät im J. 1691 drei andere Vorfchläge zu Bathometern und andern Inftrumenten mit,

in den Schriften des Instituts zu Bologna von Martinelli beschrieben, und auch Saverien redet von demselben in seinem *Dictionnaire de Marine.* Die Fehler, welche dasselbe hat, giebt Dr. Desaguliers in seinem *Cours de Physique* an, und beschreibt darin mit grosser Umständlichkeit mehrere Bathometer von seiner und des Dr. Hales Erfindung, welche die Tiefe durch Compression der Luft messen sollten *); alles ist aber bloss

welche bestimmt waren, die Beschaffenheit des Meeres in grossen Tiefen kennen zu lernen. Im zweiten dieser seiner neuen Bathometer war die Kugel in senkrechter Richtung durchhöhlt, und in dieser Höhlung eine Spindel, wie in den Taschenuhren mit schief stehenden Flügeln angebracht, die durch eine Schraube ohne Ende Räderwerk und Zeiger umtrieb, so lange das Bathometer im Wasser herab sank. So bald das Gewicht sich ablösete, verschloss eine Feder die Höhlung durch eine Klappe, und das Räderwerk blieb beim Aufschwimmen des Instruments in Ruhe. Sein dritter und letzter Vorschlag zu einem *Explorator profunditatis, distantiae, abyssi*, wie er das Bathometer nennt, bilde ich hier auf Taf. IV, Fig. 2. ab. *AA* ist die gefirnisste hölzerne Kugel, *D* der Schwimmer, und *FF*, *GG* sind zwei Odometer, von denen das eine beim Sinken, das andere, welches gerade umgekehrt gestellt ist, beim Aufwärtsschwimmen des Instruments umgetrieben wird. An den federnden Haken *C* wird das Gewicht gehängt, welches das Bathometer mit herab zieht. Gilbert.

*) Auf diese Idee war schon Hooke gekommen, verliess sie aber, weil die Compression der Luft in dem Instrumente nur dann die Tiefe messen konnte, wenn man die Temperatur und die Beschaffenheit des Wassers dieser Tiefe kannte, und mit Sicherheit wusste, dass das Wasser in sehr grossen Tiefen gar nicht comprimirt sey. Dagegen wollte sich Hooke dieser Vorrichtung als *Explorator Gravitationis* bedienen. Gilbert.

theoretisch, ohne dass irgend ein Versuch den Erfolg bewährt hätte.

In dem *Repertory of Arts and Manufactures*, *Vol. II.*, findet man eine Erfindung eines Künstlers beschrieben, Namens Greenstreet, um das Meer zu sondiren, welche Aehnlichkeit mit dem letzten Explorator des Dr. Hooke hat. An ein langes Stück Holz wird ein Gewicht gehängt, welches das Instrument in das Wasser herab zieht; auf dem obern Ende des Holzes steht ein Schwimmer, der, wenn das Holz wieder herauf gekommen ist, zum Wasser heraus ragt; und in der Mitte des Holzstückes ist eine Art von Schenkel (*cuisse*) angebracht, in dem sich eine den Wegemessern ähnliche Vorrichtung befindet. Diese besteht aus einer Spirale von Holz, welche von dem Wasser in die Runde getrieben wird, das durch den Schenkel und eine Seitenröhre hindurch strömt, während das Instrument zu Boden sinkt. Die Achse der Spirale endigt sich mit einer Schraube ohne Ende, die in das Räderwerk eingreift, und dieses ist mit Zeigern und Zifferblättern versehen, welche die Zahl der Umläufe der Spirale zählen. Beim Aufstossen auf den Meeresboden wird ein Stift zwischen die Zähne des ersten Rades geschoben, und dadurch die fernere Bewegung gehemmt. Hierbei wird wesentlich erfordert, dass man durch viele Versuche das Räderwerk genau der Länge der Achse der Spirale (welche hier die Einheit des

Masses ist) proportionirt habe; eine Sache, die sehr schwer zu erlangen ist.

Herr Luiscius beurtheilt dieses Instrument sehr umständlich, und zeigt, welche Vorzüge und welche Fehler es hat. Das Bathometer, welches er vorschlägt, beruht zwar auf einerlei Grundsätzen mit diesem, doch glaubt er es von den Fehlern des Greenstreet'schen befreiet und demselben eine gröſsere Vollkommenheit, als allen andern, gegeben zu haben. Ich will versuchen (sagt Herr L'Esvêque), davon eine so deutliche Idee zu geben, als sich ohne Hülfe von Figuren thun läſst.

Das Instrument besteht aus einem Schwimmer (*bouée*, Boye), welche einen Erkennungs-Wimpel (*flamme de reconnaissance*) trägt, aus einem Odometer, und aus einem Gewichte, das entweder einfach und unbestimmt, oder zusammen gesetzt und von bestimmter Art ist. Die *Vor-Sonde*, mit welcher Hr. Luiscius vorläufig die scheinbare Tiefe und die Natur des Meergrundes, an der Stelle, wo sondirt werden soll, untersucht, um danach die Art des Gewichtes am Bathometer auszuwählen, besteht bloſs aus einem Schwimmer mit seinem Erkennungs-Wimpel und aus einem einfachen Gewichte. Der Schwimmer ist ein hohler Cylinder aus starkem Kupferblech, der sich oben und unten konisch endigt. Durch die Spitze des untern Konus geht eine cylindrische Röhre; die Spitze des obern endigt sich mit einer Schraube,

an welcher der Wimpelſtock (*la boite du digon*) befeſtigt wird, der eine runde, ſenkrecht ſtehende, Scheibe und zuoberſt den Wimpel oder die Fahne trägt. Das Gewicht beſteht aus einem Cylinder, der ſich unten in einem Knopfe endigt, und längs ſeiner Achſe durchbohrt iſt; durch die Achſe geht ein eiſerner Stab, an den unten eine kupferne Kugel angeſchroben iſt, und der ſich oben wie eine Pike endigt. Dieſer Stab bewirkt beim Aufſtoſsen auf den Grund des Meeres die Ablöſung des Schwimmers von dem Gewichte, und hemmt zugleich den Odometer, durch einen Mechanismus, der ſich ohne Figuren nicht verdeutlichen läſst, den man aber in dem Werke ſehr umſtändlich beſchrieben und in Zeichnungen dargeſtellt findet. Durch dieſen Mechanismus, hauptſächlich unterſcheidet ſich das Bathometer des Hrn. Luiscius von den frühern Inſtrumenten dieſer Art, und hierin übertrifft es ſie durch Zuverläſſigkeit der Wirkung. Die groſse Vor-Sonde des Verfaſſers entſpricht in ſo weit ebenfalls dieſer Beſchreibung. Das Bathometer unterſcheidet ſich von ihr dadurch, daſs es mit einem *Odometer* verſehen iſt, wie die ähnlichen Inſtrumente Hooke's und Greenſtreet's. Die Einrichtung der Wegemeſſer iſt bekannt, daher hier von dem Odometer nicht mehr angeführt zu werden braucht, als daſs Herr Luiscius vier kleine Flügel an der Spindel Greenſtreet's Spirale vorzieht; daſs er ſeine Odometer mit einem ſo genannten *Moderator* verſieht,

V.

Ueber
die Wiedererzeugung des Sauerstoffgas der atmosphärischen Luft.

Eine Vorlesung,
gehalten in der naturhistorischen Gesellschaft in Hannover,

von
G. W. Muncke,
Inspector am Georgianum.

Mein *System der atomistischen Physik*, welches bei den Gebrüdern Hahn hierselbst eben erschienen ist, enthält mehrere Gegenstände, die bis jetzt noch keinesweges ausgemacht sind, die ich aber erwähnen musste, um dasjenige zu liefern, was der Titel verspricht, nämlich ein System. Weit entfernt, zu glauben, dass mit der Zusammenstellung wahrscheinlicher Hypothesen alles geschehen sey, bin ich vielmehr überzeugt, dass noch vieles darin einer nähern Untersuchung bedarf, und ich sehe dieses dargelegte System nur als eine Grundlage an, auf die ich weiter bauen will, indem ich die Untersuchungen durch fleissiges Experimentiren so lange fortzusetzen denke, als Zeit und Umstände es erlauben werden.

Unter mehreren Fragen, die ich hier berührt habe, ist auch die sehr wichtige, über die Wie-

dererfetzung des Sauerftoffgas der atmofphärifchen Luft, welches täglich in unermefslicher Menge verbraucht wird, und nothwendig eine ftets producirende, höchft ergiebige, Quelle haben mufs, weil fonft der vorhandene Vorrath deffelben bald verzehrt feyn. und damit alle Proceffe des Lebens, Verbrennens, Säurens, und zahllofe andere ein Ende nehmen würden. Schon lange glaubte man, dafs die Pflanzen einen wohlthätigen Einflufs auf die Verbefferung der Luft hätten; allein nach einer grofsen Menge von Verfuchen und nach oft wiederholten Forfchungen ift das Urtheil endlich dahin ausgefallen, dafs die Pflanzen der Atmofphäre überhaupt gar kein Sauerftoffgas, oder es wenigftens nicht in einer hierzu hinlänglichen Menge liefern. Es ift meine Abficht, den Gang der bisherigen Unterfuchungen über diefen Gegenftand hier in der Kürze zu erzählen, damit man ihn beffer überfehen, und den Standpunkt richtiger beurtheilen könne, auf welchem wir jetzt in diefer Unterfuchung ftehen.

Es war im Jahre 1774, als der durch feine eben fo zahlreichen als glücklichen Experimente fo berühmte Prieftley die dephlogiftifirte Luft entdeckte, das heifst, eine Luft, die nach feiner Anficht von Phlogifton frei, folglich dephlogiftifirt oder rein, ift. Bald darauf fand er, dafs die grünen Pflanzen diefe nämliche Luftgattung entwickeln, und zwar durch die Einwirkung des Sonnenlichts oder auch des blofsen Tageslichts auf fie.

Nach seiner Darstellung *) ist die Vegetation das Mittel, wodurch die Pflanzen theils die im Wasser aufgelösete Luft verbessern, theils eine reine Luft hervor bringen; die Landpflanzen dienen auf diese Art zur Verbesserung der durch das Athmen der warmblütigen Thiere verdorbenen Luft, und die vielen Pflanzen in der See zur Dephlogistisirung der durch die Seethiere mit Phlogiston überladenen Luft; und in so fern dieses der Natur der Pflanzen angemessen ist, gedeihen sie am besten in mephitischen Gasarten, am schlechtesten im dephlogistisirten Gas, in welchem sie bald absterben. Priestley wurde nicht lange nachher auf die grüne Materie aufmerksam, die sich im stehenden Wasser erzeugt, über deren Beschaffenheit, ob sie vegetabilischer oder thierischer Natur sey, man sich lange gestritten hat, und er glaubte mit Recht zu bemerken, dass auch sie Sauerstoffgas entbinde.

Der erste, der ihm widersprach, war der berühmte Scheele, indem dieser behauptete und durch Versuche bewies, dass die Pflanzen, weit entfernt, die Luft zu verbessern, sie vielmehr verschlimmern, und zum Athmen unbrauchbarer machen. Priestley nahm daher im J. 1778 seine Versuche nochmahls vor, beobachtete dasjenige, worauf ihn Scheele aufmerksam gemacht hatte, und gestand **), dass er sich in seiner Behauptung

*) S. Versuche und Beobachtungen über verschiedene Theile der Naturlehre. A. d. Fr. Wien u. Leipz. 1780 u. 1782. 8. *M.*

**) *Experiments on vegetables*, p. XXVIII. *M.*

geirrt habe. Zwar finde er noch immer, daſs die Pflanzen die Luft verbeſſern, allein zu andern Zeiten finde er, daſs ſie dieſelbe vielmehr verderben, und er könne ſich in dieſe unbeſtimmte und ſchwankende Beſchaffenheit der Vegetation nicht finden.

In den weitern Verſuchen, die Prieſtley über dieſen Gegenſtand noch anſtellen wollte, kam ihm Ingenhouſs zuvor, dem man eigentlich die Entdeckung des Satzes, daſs die Pflanzen Sauerſtoffgas aushauchen, beizulegen pflegt, weil er ſich ſelbſt für den Begründer deſſelben ausgiebt. Ingenhouſs behauptete zu Folge zahlreicher Verſuche, daſs die Pflanzen, und zwar beſtimmt die grünen Theile derſelben, ſo lange ſie dieſe Farbe behalten, durch die Einwirkung des Sonnenlichts eine gewiſſe Menge reiner Luft aushauchen, im Schatten aber, oder bei Nacht, eine weit geringere Menge verdorbener Luft frei machen *).

Mit ihm zugleich trat Senebier auf, der mit heiliger Ehrfurcht an die Beobachtung der Natur ging, und mit echt-religiöſer Beſcheidenheit über die weiſen Einrichtungen der Vorſehung zur Erhaltung der Welt urtheilte. Ihn hatte unter andern auch Bonnet auf dieſen Gegenſtand aufmerkſam gemacht, der ſchon frühe den wohlthätigen Einfluſs der Gewächſe auf die Verbeſſerung

*) S. Verſuche mit Pflanzen etc. A. d. Fr. von Scherer. 2. Aufl. Wien 1786—1790. Deſſen vermiſchte Schriften, Th. I. S. 341. M.

der Luft behauptet, wenn gleich nicht erwiesen hatte *), da er im Jahre 1762 die Entdeckungen der neuern Chemie nicht ahnden konnte. Senebier zeigte bei dieser seiner Forschung einen unermüdeten Eifer und eine seltene Beharrlichkeit, und da durch seine zahlreichen und genauen Versuche eigentlich alles erschöpft ist, was man nach der damahligen Zeit fordern konnte, so will ich die hauptsächlichsten Resultate seiner Untersuchungen hier in der Kürze zusammen stellen **).

A. Senebier sperrte verschiedene Theile der Pflanzen unter Wasser, und fand: 1) dass alle grünen Theile derselben, als die Blätter und deren Zellgewebe, die grüne Rinde, die Kelche, die grüne Hülle der Blumenknospen, die grünen Blüthenblätter der Weissbuche, die noch jungen grünen Früchte, die grünen Samen und Schoten, reine Luft geben I, 79; 2) dass die Entwickelung der reinen Luft stärker ist, wenn die Blätter noch an den Stängeln sitzen I, 53; imgleichen wenn das Blatt noch in seiner vollen Vegetation ist I, 141; und dass sie bis in den Herbst dauert I, 86; — 3) dass die harzreichsten Blätter I, 151. und die saftigsten Pflanzen am meisten reine Luft geben; — 4) dass die Entwickelung dieser Luft im Zellgewebe der Pflanzen geschieht I, 68; — und 5) dass verblichene und verdorrete, imgleichen bleich-

*) Bonnet über den Nutzen der Blätter bei Pflanzen. A. d. Fr. Nürnb. 1762. 4. *M.*

**) Physikalisch-chemische Abhandlungen. A. d. Fr. Leipzig 1785. 4 Bde. 8. *M.*

füchtige Pflanzen und Pflanzentheile, die nicht mehr vegetiren, keine Luft entwickeln I, 68; II, 78.

B. Darauf sperrte er Pflanzentheile in verschiedenes gesäuertes Wasser, und fand: 1) dass die Pflanzen überhaupt mehr Luft in gemeinem Wasser, als in ausgekochtem oder destillirtem, entwickeln, und dass in letzterm in der Regel gar keine Luft-Entwickelung Statt findet; — 2) dass die Entwickelung stärker ist, wenn das Wasser mit Kohlensäure inprägnirt ist; — 3) dass eine noch stärkere Entbindung der reinen Luft in schwach gesäuertem Wasser Statt findet, voraus gesetzt, dass die Säuerung nicht stark genug ist, um die Pflanzen zu zerstören; — und endlich 4) dass die Wirkung durch die Verbindung der beiden letzten Mittel noch erhöhet wird, hauptsächlich weil die Säuren die in Wasser aufgelöseten kohlensauren Salze zerlegen, und den Pflanzen Kohlenstoffsäure zuführen.

Nach allen diesen Versuchen zerlegen also eigentlich die grünen Pflanzenblätter die damahls so genannte fixe Luft mit Hülfe der Vegetation, indem sie das Brennbare dieser Luft sich aneignen, und die reine Luft, die ihnen nichts nützt, frei lassen. Wenn daher auch Senebier gleich im Anfange annahm, dass das Licht selbst in die Pflanzen übergehe, und sein Phlogiston an dieselben absetze, so kam er doch zuletzt eigentlich dahin, dass die Verbesserung der Luft durch Vege-

tation in nichts anderm, als darin bestehe, dass die Pflanzen die fixe Luft zerlegen.

Ingenhouss, der während dieser Zeit seine Untersuchungen fortsetzte, behauptete dagegen *), die Umwandlung der fixen Luft sey keineswegs Bedingung des Processes, sondern die Entbindung des Sauerstoffgas gehe auch ohne fixe Luft sehr gut von Statten.

C. Senebier dehnte seine Versuche auch dahin aus, dass er auf die unter Wasser gesperrten Pflanzentheile farbiges Licht fallen liess, wobei er fand, dass sie in violetten Strahlen verhältnissmässig am wenigsten Luft entbinden, I, 154; wiewohl auf der andern Seite der violette Strahl die Blätter dunkler grün färbt, als selbst der weisse, II, 99.

D. Eine Menge anderer Versuche belehrten diesen beharrlichen Forscher, dass die Pflanzen in geräumigen Glocken und in phlogistischer Luft gut fort kommen, I, 120, und diese Luft verbessern, und dass sie Wasserstoffgas in Knallluft verwandeln, I, 122. Bleichsüchtige Blätter, die der Sonne ausgesetzt sind, sterben nach seiner Beobachtung wegen zu starker Ausdünstung ab, II, 49; und wenn gleich die grünen Blätter im Finstern nicht vergelben, so fallen sie doch ab, II, 40. Endlich wollte er auch gefunden haben, dass Blätter in Luft, die durch Schwefelleber phlogistisch gemacht war, grün wurden, II, 65; fand indess dieses Resultat

*) S. dessen vermischte Schriften, Wien 1784. B. 1. M.

nicht constant, vielmehr fiel es bei den verschiedenen Versuchen ganz verschieden aus.

So schätzbar auch diese Versuche an sich sind, und so hoch man den unermüdeten Fleiss und die pünktliche Genauigkeit achten muss, womit sie angestellt wurden, so wenig ergiebig sind die Resultate, welche sie liefern, zur Beantwortung der hier untersuchten Frage. Nehmen wir nämlich an, dass die ganze Wirksamkeit der Pflanzen darin besteht, das kohlensaure Gas zu zerlegen, und die darin enthaltene reine Luft darzustellen, so reicht die dadurch gelieferte Quantität Sauerstoffgas zum Ersatze dessen, was täglich verbraucht wird, keineswegs hin. Denn wenn gleich nach den genauen, von Davy angestellten, Versuchen *) in einer Minute durch das Athmen eines Menschen der Atmosphäre 31,6 Kub. Zoll Sauerstoffgas entzogen, dagegen aber 26,6 Kub. Zoll Kohlensäure erzeugt werden, so sieht man leicht ein, dass, dieser beträchtlichen Quantität des stets producirten kohlensauren Gas ungeachtet, die wieder erzeugte Menge Sauerstoffgas, wenn auch alle Menge Kohlensäure sofort durch die Pflanzen wieder zerlegt würde, nicht einmahl zum Athmen der lebenden Geschöpfe hinreichend wäre. Die schwierige Frage ist also damit gar nicht beantwortet. Ueber diess ist die ganze Ansicht durch die Gründung der antiphlogistischen Chemie so vollkommen verändert, und die Consumption des Sauerstoffgas zum

*) Gilbert Annalen d. Physik. B. 19, S. 306. M.

Verbrennen des Wasserstoffgas, zur Bildung der Säuren und zu andern Verbindungen in so ungeheurer Menge erwiesen, daſs damit der Einfluſs der Senebier'schen Versuche auf die Beantwortung der Frage, durch die sie veranlaſst wurden, beträchtlich schwindet.

Ingenhouſs zeigte sich auch damals noch als einen hartnäckigen Gegner der Behauptung, daſs die Pflanzen die Kohlensäure zerlegen, und Senebier muſste sie aufs neue gegen ihn, theils durch ältere, theils durch neuere Versuche vertheidigen *). Ingenhouſs stellte ihm indeſs wieder eine Reihe von Beobachtungen entgegen **), aus denen er die Folgerung zog, daſs die Kohlensäure den Pflanzen keineswegs zur Entwickelung der Lebensluft nothwendig sey, sondern daſs diese auch an sich von den Pflanzen entwickelt werde, wenn gleich die Zerlegung des kohlensauren Gas durch die Pflanzen, als ein für sich bestehender Proceſs, nicht geleugnet werden könne.

Der Gegenstand hatte zu viel Interesse, als daſs nicht auch andere ihm ihre Aufmerksamkeit hätten widmen sollen. Der Graf Rumford entdeckte dabei im J. 1787 eine seltsame Erscheinung. Er verfuhr genau so, wie Senebier, Priestley und Ingenhouſs mit Pflanzentheilen verfahren hatten, mit

*) *Nouvelles expériences sur l'action de la lumière solaire pour la végétation*, *Genev.* 1788.; imgleichen *physiologie végétale*, in d. *encyclopédie méthodique*, 1791. *M.*

**) Vermischte Schriften, Th. II. *M.*

mit andern faserigen Körpern, mit Wolle, Seide, Baumwolle und Glasfäden, sperrte sie unter Wasser in Glasglocken, stellte diese an das Tageslicht, und fand, daſs auch durch sie eine verbesserte Luft entwickelt wurde. Dieser Versuch schien die ganze Theorie mit einem Mahle über den Haufen zu werfen. Bei öfterer Wiederholung fand man indeſs, daſs die entbundene Luft in diesem Falle weder so rein war, noch in solcher Menge geliefert wurde, als durch die Pflanzentheile. Die Vertheidiger der Priestley'schen Versuche erklärten die widersprechenden Rumford'schen Versuche daraus, daſs die entbundene Luft entweder den faserigen Körpern mechanisch adhärirt habe, oder daſs sie durch dieses Mittel aus dem Wasser entwickelt sey, auf eine Weise und durch Ursachen, die sie nicht genauer zu bestimmen wuſsten.

Haſſenfratz *) erhob gegen die Behauptung, daſs die Kohlensäure durch die Pflanzen zerlegt werde, einige Zweifel, in denen er den Proceſs selbst als unmöglich erweisen wollte. Er stellte hauptsächlich folgende drei Gegengründe auf: *Erstens*, die in kohlensaurem Wasser aufgezogenen Pflanzen haben nicht mehr Kohlenstoff bei der Analyse, als solche, die in gewöhnlichem Wasser vegetirt haben. Wenn *zweitens* die Kohlensäure zerlegt würde, so müſste zur Bildung des Sauerstoffgas eine groſse Menge Wärme verwandt, dieser Wärmestoff also den Umgebungen entzogen

*) *Annal. de chimie*, XIII, p. 318 und XIV, p. 29. *M.*

werden, und hier müſste daher eine ganz ungewöhnliche Kälte entſtehen. (Er dachte ſich hierbei, wie Gren richtig bemerkt, den durch Zerlegung der Kohlenſäure vorgehenden Gasentwickelungsproceſs ganz entgegen geſetzt dem Proceſſe der Erzeugung des kohlenſauren Gas durch Verbrennen der Kohle.) *Drittens* bemerke man nicht, daſs die atmoſphäriſche Luft durch eine in derſelben geſperrte Pflanze vermehrt werde.

Dieſen allerdings ſcharfſinnigen Einwürfen begegnete Senebier *), und widerlegte ſie durch folgende Gegengründe. *Erſtens*, der Antheil Kohlenſtoff in einer der Analyſe unterworfenen Pflanze iſt überhaupt ſo geringe, daſs es unmöglich iſt, zu entſcheiden, in welchem von zwei verglichenen Exemplaren mehr oder weniger davon enthalten iſt. Stellte man inzwiſchen die Analyſe mit vollkommener Genauigkeit an, ſo würde man allerdings eine gröſsere Menge Kohlenſtoff in denjenigen Pflanzen entdecken, die in kohlenſaurem Waſſer gewachſen ſind, ſchon deſswegen, weil man doch ſonſt nothwendig nachweiſen müſste, wo die zerlegte Kohlenſäure geblieben ſey. — Wenn man *zweitens* bei der Entwickelung des Sauerſtoffgas durch die Vegetation keine Verminderung der Temperatur wahrnimmt, ſo liegt hierin gar kein Gegenbeweis. Eines Theils kann man nämlich unmöglich die Summe des zu- und ausſtrömenden Wärmeſtoffs genau meſſen, andern Theils entbin-

*) *Journal de Phyſique, XLI.* und Gren n. J. I, p. 229. *M.*

det blofs das Sonnenlicht Sauerstoffgas aus den Pflanzen, welches zwar nicht Wärme selbst, aber doch so genau damit verwandt ist, dafs es dieselbe sehr gut erregen kann. — *Drittens* wird zwar die Luft, in welcher eine Pflanze gesperrt ist, nicht vermehrt, allein eben so unleugbar werden mephitische Gasarten durch eine Pflanze verbessert; mithin kann die Erzeugung der Lebensluft durch vegetirende Pflanzen, und zwar aus Zerlegung der Kohlensäure, die durch unzählige Thatsachen erwiesen ist, nicht geleugnet werden.

Girtanner *) verwebte damals diese Untersuchung in dem von ihm aufgestellten, in Deutschland noch neuen, Systeme der antiphlogistischen Chemie. Sein Hauptsatz ist, dafs die Pflanzen die grofse Menge des stets erzeugten kohlensauren Gas zersetzen. Während der Vegetation nämlich zerlegen sie nach ihm das Wasser und die Kohlensäure; sie verbinden mit sich den Wasserstoff und den Kohlenstoff, so wie auch eine kleine Menge Sauerstoff, der gröfste Theil des entwickelten Sauerstoffs geht aber als Gas in die Atmosphäre zurück. Auf eine Entscheidung des Streits zwischen Senebier und Ingenhoufs läfst sich Girtanner nicht ein; seine Angaben sind daher schwankend, da sie sich auf die Erklärungen beider beziehen. Er behauptet, dafs beim Keimen der Pflanzen das Sauerstoffgas in Kohlensäure verwandelt werde,

*) S. Anfangsgründe der antiphlogist. Chemie. Berlin 1792. p. 266. M.

und daſs Sauerſtoffgas zum Wachsthume der Pflanzen unentbehrlich ſey; daſs die Pflanzen jederzeit, und unter allen Umſtänden, im Finſtern kohlenſaures Gas aushauchen, imgleichen daſs die Pflanzen, wie die Thiere, im Sauerſtoffgas länger leben. Endlich zerlegen auch die Pflanzen nach ihm am Sonnenlichte das Waſſer, wobei der Waſſerſtoff ſich mit dem Kohlenſtoffe zu Beſtandtheilen der Pflanzen verbindet, daher ohne Waſſer und kohlenſaures Gas, die ſich wechſelſeitig während der Vegetation zerlegen, gar keine Vegetation möglich ſey, u. ſ. w.

Herr von Humboldt trat im Ganzen der Theorie bei, die Ingenhouſs und Senebier gegeben hatten, und ſtellte den Satz auf, daſs die Pflanzen durch den Reiz des Lichts (und *auch des* Waſſerſtoffgas) angetrieben würden, Sauerſtoffgas auszuhauchen *). Die grüne Farbe der Pflanzen iſt etwas ihrer natürlichen Beſchaffenheit Eigenthümliches, und eine Folge der Verbindung des Waſſerſtoffes und Kohlenſtoffes. Der Reiz des Lichts entzieht ihnen den Sauerſtoff, und wenn der Gehalt deſſelben ihnen nicht entzogen wird, ſo werden ſie bleich. Daher hauchen ſie am Tageslichte Sauerſtoffgas, und bei Nacht, wie die Thiere, kohlenſaures Gas aus **).

Dieſer groſse Naturforſcher lieferte bald darauf einen nicht unbedeutenden Beitrag zur Ent-

*) Aphorismen über Pflanzen, a. d. L. überſetzt von Fiſcher. Leipz. 1794. p. 91. *M.*

**) *Ann. de chim.* 1793. p. 108. *M.*

scheidung der streitigen Frage *). Er beobachtete, dafs die Rasenstücke in den Bergwerken oft Monathe lang grün bleiben, und zugleich entdeckte er einige Pflanzen, die in 200 bis 300 Ellen Teufe keimten und Blätter trieben, wenn gleich etwas blasser, als auf der Oberfläche der Erde, ja dort sogar auch blüheten: *lichen verticillatus* und *lichen filamentosus*. Auch einige Pflanzen, welche Hr. von Humboldt zur genauern Prüfung in einen Stollen brachte, behielten die grüne Farbe, und vegetirten fort, so wie auch gesäete Kohlsamen und Erbsen aufliefen, und etwas, wenn gleich unvollkommen, vegetirten. Aus diesen Versuchen, die der scharfsinnige Verfasser mit den ausführlicheren der HH. Ingenhoufs und Senebier in Verbindung bringen wollte, zog er die Folgerung, dafs die Pflanzen am Tageslichte Lebensluft aushauchen, am meisten die harzreichen Vegetabilien, so lange sie ihren gesunden Zustand durch die grüne Farbe anzeigen. Die Ursache liege in einer Verwandtschaft des Lichtstoffes zum Sauerstoffe, wie dieses an dem Einflusse desselben auf das Hornsilber sichtbar sey. Ausserdem wirken nach ähnlichen Gesetzen der Verwandtschaft, ihm zu Folge, auch das Stickgas und das Wasserstoffgas, und entlocken den Pflanzen Sauerstoffgas, wie indirect durch die Vegetation der Pflanzen in Gegenden, wo böse Wetter angetroffen werden, und direct durch Versuche bei Senebier und Ingenhoufs bewie-

*) Gren's Journ. d. Physf. Th. 5. p. 195. M.

sen werde. Uebrigens will er nicht, wie Senebier im Anfange, eine wirkliche Verbindung des Lichts mit den Bestandtheilen der Pflanzen gestatten, sondern sieht dasselbe bloss als Reizmittel an.

Ganz nach den Grundsätzen der phlogistischen Chemie deutete Gren *) die durch unleugbare Versuche bewährten Thatsachen, und meinte, dass Dammerde, Wasser, atmosphärische Luft und Licht, ein jedes seinen Theil zur Bildung der Pflanzen hergebe, nämlich Brennstoff, kohlensaure Grundlage, Hydrogen, Grundlage der Lebensluft und Azote; kohlensaures Gas aber und Wasser, welches die Pflanzen im Dunkeln einsaugen, werde von ihnen unzersetzt wieder gegeben. Dass das Licht hierbei bloss als Reizmittel dienen solle, will er nicht zugeben, weil die einmahl *gebildete* Luft ihrer Natur nach auch ohne dieses Mittel frei werden könne. Vielmehr wirke das Licht als zusammen gesetztes Wesen, indem durch gegenseitige Wahlverwandtschaft das Phlogiston des Lichts sich mit dem Kohlenstoffe der Pflanzen verbinde, und die Basis der Lebensluft entlasse, die nunmehr mit dem Wärmestoffe des Lichts in Verbindung trete, und Sauerstoffgas bilde.

Herr Scherer **) widersprach dieser Theorie als ganz unzulässig. Man kann nach ihm nicht annehmen, dass sich das Licht mit den Pflanzen

*) Systematisches Handbuch der Chemie. Th. II. §§. 1385. 1388. 1389. *M.*

**) Nachträge zu den Grundsätzen der neueren Chemie. Jena 1796. *M.*

verbindet, oder als materielles Wesen eine Einwirkung auf dieselben äußert. Die hierüber angestellten Versuche sind nicht hinlänglich; denn theils hat man auf die umgebenden Media und deren Einfluss nicht gehörige Rücksicht genommen, theils haben andere Versuche, namentlich die oben erwähnten Humboldt'schen, gezeigt, dass dieselbe Wirkung auch ohne Licht Statt findet, die man allein dem Lichte zuschreiben will. Endlich scheine vorzüglich die Wärme diejenigen Wirkungen bei den Pflanzen hervor zu bringen, die man gewöhnlich dem Lichte beimisst. Er leugnet also die Entbindung des Sauerstoffgas aus den Pflanzen nicht, allein er glaubt, dass der in den Pflanzen enthaltene Sauerstoff durch die Wärme im Sonnenscheine die erforderliche Expansion erhalte, und frei werde. Geschieht dieses nicht, so bleibt er in den Pflanzen, und färbt die natürliche Farbe derselben weiss.

Zuletzt sah Gren selbst ein, dass die Lehre vom Brennstoffe, die er so lange und so beharrlich vertheidigt hatte, doch nicht haltbar sey, und er stellte daher eine etwas veränderte Ansicht auf *). Es giebt, sagt er, keinen Körper, der das Wasser durch Anziehung des Wasserstoffs zerlegt, außer die Pflanzen, die im Sonnenlichte das Wasser zerlegen, den Wasserstoff sich aneignen, und den Sauerstoff frei machen, wie man dieses durch eine, unter Wasser gesperrte, in demselben etwas aus-

*) Grundriss der Naturlehre. Halle 1797. 8. §. 927 ff. M.

dauernde, Pflanze beobachten kann. Im Uebrigen beruft er sich auf die von Ingenhoufs und Senebier angestellten Versuche.

Von dieser Zeit an beschäftigte man sich in Deutschland mit höhern Speculationen, während dieser Gegenstand im Auslande noch weiter verfolgt wurde. Die gesammten Wirkungen des Lichts und seinen Einflufs auf die Vegetation umfafst die Ansicht, die Humphry Davy aufstellte, die er aber selbst nachher wieder verlassen zu haben scheint, um erst die verborgenen Operationen der Natur im Einzelnen kennen zu lernen. Nach ihm *) sind die Land- und See-Vegetabilien die Quelle des immer wieder erzeugten Sauerstoffgas, und zwar hauptsächlich dadurch, dafs sie mit Hülfe des Tageslichts das Wasser zersetzen. Einige Pflanzen zersetzen auch das in der Atmosphäre und im Ocean erzeugte Stickgas, um hiermit das Gleichgewicht beständig wieder herzustellen.

Noch ein Mahl wurde die ganze Pflanzenphysiologie untersucht, und alles dasjenige zusammen gestellt, was durch eigene und fremde Versuche ausgemacht schien von Senebier **), der in seinem thätigen Leben so viel für diesen Gegenstand gethan hatte. Hier erklärte er sich für die Zerset-

*) *Essay on Heat, Light and the combinations of Light.* 1799. Da ich nur den Auszug bei Gilbert, XII, p. 574. kenne, so sind mir seine Versuche unbekannt. *M.*

**) *Physiologie vegetale*, 5 vol. 8. Geneve, chez Paschaud. Im 51. Bande des *Journal de Physique*, p. 354. giebt Decandolle Nachricht davon. *M.*

zung des Waſſers in den Pflanzen, wegen des Uebermaſses von Waſſerſtoff, den wir bei ihnen finden. Auch hatte er die Erfahrung gemacht, daſs keimende Erbſen Waſſerſtoffgas frei machen, wodurch die Zerſetzung des Waſſers durch Pflanzen erwieſen ſey, wenn man gleich die Art und Weiſe, wie dieſer Proceſs vor ſich geht, nicht auffinden könne. Die verſchiedenen Produkte an Gas, die er erhielt, machten ihn nun aber über die Verbeſſerung der Luft durch dieſes Mittel irre; die aufgeſtellte Hypotheſe, die bei den Meiſten ſchon für unumſtöſsliche Thatſache galt, verlor ſomit ihre hauptſächlichſte Stütze. Inzwiſchen blieb Senebier auch hier bei ſeiner früheren, auf zahlloſe Verſuche gebaueten, Theorie von der Zerlegung des kohlenſauren Gas, welches im Waſſer aufgelöſet iſt durch die darin befindlichen Pflanzen. Dieſe Behauptuug wird auch ſchwerlich jemals ernſtlich beſtritten werden, ſo wie überhaupt die zerlegende Kraft der Pflanzen und ihr Beſtreben, diejenigen Stoffe an ſich zu ziehen, die im Waſſer aufgelöſet ſind, durch die genauen Verſuche der HH. Hoffmann *) und Trommsdorff **) als erwieſen angeſehen werden könne.

Wenn gleich die ſchätzbaren Verſuche des Herrn Decandolle, die er in zwei Kellern des Muſeums *d'hiſtoire naturelle* anſtellte ***), zur

*) Gren J. d. Phyſ. III, p. 10 ff. **) Ebend. VII, p. 27 ff.

***) *Journal de Phyſique*, Vol. 52, p. 124. (Gilbert's Ann. B. 14, S. 354.) Ebendaſ. Vol. 48. p. 155 ff. finden ſich auch die 5 Mémoires von Senebier über die grüne Materie,

Entscheidung der hier aufgeworfenen Frage eigentlich nicht viel beitragen, so sind sie doch allerdings wegen ihres nahen Zusammenhanges mit dem vorliegenden Gegenstande einer kurzen Erwähnung werth. Es ergab sich aus demselben, daſs das Licht von 54 gewöhnlichen Lichtern allerdings die Kraft hat, die aus dem Samen sproſsenden Gewächse grün zu färben, wenn gleich blaſser, als das Tageslicht, daſs aber eine Entwickelung des Waſserstoffgas gar nicht, oder nur in unbedeutend geringer Menge Statt findet; denn als das entbundene Gas von Vauquelin untersucht wurde, enthielt es nur 0,02 Sauerstoffgas.

Noch ein Mahl wurde die Sache von drei gewiegten Männern vorgenommen, deren Entscheidung das Urtheil der gelehrten Welt endlich bestimmt hat. James Woodhouse in Pensylvanien wiederholte die von ihm angestellten Versuche mit aller erforderlichen Genauigkeit und lieferte davon einen sehr gehaltreichen Bericht *). Nach seinen Schlüſsen ist die Behauptung, daſs die Vegetation die Luft verbeſsere, ganz ungegründet, weil man zwar Sauerstoffgas erhält, dieses aber sehr mit Kohlensäure verunreinigt, und überdem die Quantität deſselben so geringe ist, daſs dieselbe unmöglich den beständig verzehrt werdenden Antheil ersetzen kann. Die Idee vieler Naturforscher, daſs

die zwar keine neuen Thatsachen enthalten, aus denen aber hervor geht, daſs der Verfaſser seinen frühern Grundsätzen getreu blieb. M.

*) S. Nicholson's Journal, 1802. p. 150. Gilbert's Annal. B. 14. p. 348. M.

das entbundene Sauerstoffgas ein Bestandtheil des zerlegten Wassers sey, verwirft er gänzlich, weil die Pflanzenblätter im reinen Wasser kein Sauerstoffgas aushauchen. Dagegen behauptet er aber, dass der Antheil kohlensaures Gas, welchen die Pflanzen entwickeln, nicht aus ihnen als ein eigenthümliches Produkt erhalten werde, sondern dadurch entstehe, dass der Kohlenstoff der verwelkenden Blätter mit dem Sauerstoffgas der atmospärischen Luft zur Bildung der Kohlensäure zusammen tritt.

Schon früher, als dieses bekannt wurde, nämlich im J. 1799, gab Spallanzani in einem Briefe an Giobert *) eine vorläufige kurze Nachricht von den Resultaten, die eine Wiederholung der Versuche Senebiers und Ingenhouss ihm geliefert hatte. Im Ganzen stimmte er dem erstern bei, und fand durch Vergleichung, dass Pflanzen, in bloſser atmosphärischer Luft gesperrt, mehr Sauerstoffgas geben, als wenn die Blätter unter Wasser versucht werden. Indess fand er gleichfalls, dass die Quantität des erhaltenen Gas nur geringe ist, und dass die Pflanzen bei Nacht und im Schatten, so wie die Blumen überhaupt, eben so viel Luft wieder verderben, als die erstern am Sonnenlichte verbessern, dass also hierdurch kein Ueberschuss an Sauerstoffgas entstehen kann. Zugleich versprach er ein neues Memoire, worin er untersuchen wollte, ob die Vegetabilien die Kohlensäure zerlegen. Allein sein bald nachher erfolgter Tod hat manche seiner

*) *Journ. de Phys.* Vol. 48. p. 135—141. M.

Arbeiten unterbrochen, und es ist mir unbekannt, ob dieses versprochene Memoire wirklich erschienen ist.

Ganz übereinstimmend mit diesem Urtheile ist ein anderes, welches er als Folge seiner ausführlichen Untersuchungen über Respiration *) aufstellte. Er hatte nämlich die Consumtion des *Sauerstoffgas* nicht bloss durch die Lunge, sondern auch durch die Oberfläche des Körpers, und selbst bei todten Insecten Statt habend gefunden, und schloss daher, dass zur Wiederersetzung desselben die durch Senebier entdeckte Wiederherstellung des Sauerstoffgas durch Pflanzen nicht hinreiche, daher er eine Folgerung macht, deren Grund und weitere Ausführung ich gern kennen möchte: *Weil sich nichts in der Natur verliert*, sagt er, *und die Consumtion der Lebensluft durch die Thiere so ausserordentlich stark ist, so müssen diese selbst in sich das Mittel zum Wiederersatz enthalten.*

Auch Theodor von Saussure (der Jüngere) **) tritt im Ganzen der Meinung, die Woodhouse, Spallanzani, und Senebier zuletzt aufgestellt hatten, bei. Er wiederholte zuerst die ältern Versuche mit einiger Abänderung, indem er, um jeden Irrthum zu vermeiden, lebende Pflanzen über Quecksilber sperrte, über welchem eine dünne Schicht Wasser stand. Die Pflanzen standen in kleinen Gefäsen, deren weniges Wasser nicht im Stan-

*) Lazare Spallanzani *Memoires sur la respiration, traduits par* J. Senebier. Genev. an XI. *M.*

**) *Recherches chimiques sur la vegetation*, Par. an XII. Daraus ein Auszug im *Journal de Phys.* vol. 58. p. 393. chap. 3. und in Gilbert's Ann. B. 18. S. 208. *M.*

de war, das durch die Pflanzen entbundene kohlenſaure Gas in gleicher Quantität zu verſchlucken, als das reichliche Sperrwaſſer, deſſen man ſich früherhin bedient hatte. So erhielt er alſo die ganze Summe der entwickelten Gasarten faſt ohne einigen Verluſt. Das Reſultat ſeiner zahlreichen Verſuche geht dahin, daſs die grünen Pflanzen am Sonnenlichte nur ſo viel Sauerſtoffgas aushauchen, als ſie im Schatten einziehen, daſs die Blumen hauptſächlich, und andere nicht grüne Theile der Pflanzen, Stickgas entbinden, daſs aber die grünen Theile allerdings das kohlenſaure Gas zerlegen. Zugleich entging ihm die intereſſante Bemerkung nicht, daſs diejenigen Blätter, die, ohne zu leiden, am längſten in einer ſehr feuchten Temperatur aushalten können, am reinſten, am längſten, und am meiſten Sauerſtoffgas geben. Auch nach ſeinen Beobachtungen iſt die Quantität des entbundenen Sauerſtoffgas im Anfange gröſser, als nachher, und die Entwickelung des Stickgas, welches alle Pflanzen, jedoch nur im Sonnenlichte und in geringer Quantität, geben, tritt erſt dann ein, wenn die Blätter mit dem Sauerſtoffgas in Berührung treten, und die Vegetation matter wird. Eine Zerlegung des Waſſers verwirft er gänzlich, jedoch wird das Waſſer von ihnen ſolidificirt, indem ſie ſich den Waſſerſtoff und den Sauerſtoff deſſelben aneignen, wovon der letztere erſt nach dem Tode der Pflanzen von ihnen verloren werden kann.

So viele genaue und auf ſo mannigfaltige Weiſe von den gewiegteſten Männern angeſtellte Verſu-

che lassen keinen Zweifel an der Richtigkeit der Thatsachen übrig, die das Resultat ihrer beharrlichen Bemühungen sind. Inzwischen gehört nichts desto weniger die Frage, zu deren Beantwortung sie vorzüglich diesen Gegenstand untersucht hatten, zu den interessantesten Materien, womit sich der Physiker beschäftigen kann, und es muss einem jeden, welcher an den Fortschritten der Wissenschaften und an den Entdeckungen im Gebiete der Physik, Theil nimmt, daran gelegen seyn, dass eine Frage beantwortet werde, die von so grosser Wichtigkeit ist. Eben darum hat die Harlemer kön. Gesellschaft der Wissenschaften durch einen Preis zur Beantwortung derselben aufgefordert. Die Frage ist von ihr folgender Massen gestellt: *) „Da die „Versuche und Beobachtungen der Physiker in „den neuesten Zeiten gezeigt haben, dass die „Menge von Sauerstoffgas, welches die Pflan„zen aushauchen, keineswegs hinreicht, um der „Atmosphäre alles Sauerstoffgas wieder zu er„setzen, das durch Athmen der Thiere, durch „Verbrennen, Absorbiren u. s. w. verzehrt wird: so „fragt man, durch welche andere Wege das Gleich„gewicht zwischen den Bestandtheilen der Atmo„sphäre erhalten wird."

Ob diese Frage wird beantwortet werden, wie, und von wem, dieses muss die Zeit lehren. Ich will inzwischen versuchen, meine eigne Ansichten über diese interessante Materie zu entwickeln.

*) Gilbert's Ann. B. 32, S. 355.

VI.

BERICHT

über eine vorgebliche Entdeckung des Hrn. Winterl, *Professors der Chemie zu Pesth;*

abgestattet der ersten Klasse des Instituts

von

Fourcroy, Guyton Morveau, Berthollet und Vauquelin.

Frei übersetzt von Gilbert *),

Als vor einigen Jahren Herr Winterl sein Werk über die vorgebliche Substanz, welche er *Andronia* nennt, dem Institute vorgelegt, und die erste Klasse desselben Herrn Guyton einen Bericht über dieses Werk aufgetragen hatte, waren einige Hauptversuche des Verfassers von Herrn Guy-

*) Was man seit so langer Zeit umsonst von denen erwartet hat, welche unter uns die Lobpreiser und Verbreiter der so genannten Winterl'schen Chemie gemacht haben, eine Prüfung der Haupt-Entdeckungen des Hrn. Prof. Winterl *durch Versuche;* — das erhalten wir hier endlich aus der Hand der verdientesten französischen Chemiker. Möge jeder, der über die Natur philosophiren will, die Aeusserungen wohl erwägen, welche er hier über eine von manchen hoch gefeierte Unternehmung dieser Art findet. Möge man aber auch im Auslande *den* Geist nicht für den allgemein verbreiteten in Deutschland halten, von welchem hier einige Probestücke gegeben werden, und der sich in mehreren von denen Deutschen, die sich den pariser Gelehrten durch Schriften oder persönlich anzudrängen suchen, auszusprechen scheint.

Gilbert.

ton wiederholt, die in der Schrift angekündigten Resultate aber nicht erhalten worden *). Die Klasse hatte daher durch einen ihrer Secretaire dem Herrn Winterl schreiben lassen: sein Werk sey richtig eingegangen, man habe aber nicht dahin gelangen können, seine Entdeckung zu bestätigen; sie frage, ob das nicht vielleicht daher komme, dass er einige Umstände der Operationen, von denen der Erfolg abhängt, zu beschreiben verabsäumt habe? Hr. Winterl säumte nicht, den französischen Chemikern das sicherste Mittel an die Hand zu geben, sich von der Realität seiner Entdeckung zu überzeugen; er überschickte dem Institute vier Fläschchen mit *Andronia*. Sein dabei liegender lateinischer Brief enthielt die Designation jeder derselben, eine Anzeige der Art, wie die Substanz bereitet worden, und eine Angabe der Eigenschaften derselben. Ehe wir die einzelnen Versuche erzählen, die wir mit den Körpern, welche wir in den Fläschchen gefunden, angestellt haben, setzen wir hierher, was davon Hr. Winterl in seinem Briefe sagt:

„*Andronia.* Ich habe diese Erde, die in so „fern sauer ist, als sie die Basen, mit denen man „sie verbindet, abstumpft, im Jahre 1797 in einer „Auflösung, welche ich von drei Centnern Pott„asche gemacht hatte, durch Zufall entdeckt. Sie „liess

*) Man sehe: Guyton's *Beurtheilung von* Winterl's *Chemie des neunzehnten Jahrhunderts*, in diesen *Annalen*, J. 1803, St. 12. oder B. 15, S. 496. *Gilbert.*

„liefs fich durch jede Säure, lange bevor die Pott-„afche gefättigt war, in grofser Menge nieder-„fchlagen, auf die Art, welche ich in meinen *Pro-„lufionen* angegeben habe.“

„Der Antheil, der fich auf diefe Art fchnell „abfchied, war völlig rein und durchfichtig, ver-„dünftete gänzlich in der Berührung mit der at-„mofphärifchen Luft, und ging, wenn man ihn „mit Vitriolöhl deftillirte, ganz mit über, ohne „dafs ein Rückftand blieb.“

„Späterhin fchied fich, nach einem Tage, „oder nach zweien, noch ein Antheil aus der Flüf-„figkeit von felbft ab; diefer war aber mit Thon-„erde neutralifirt. Er läfst fich auch durch Frie-„ren abfcheiden; da aber das Schmelzen des Eifes „Zeit koftet, fo ift er dann etwas mit dem Pro-„dukte verunreinigt, was, wie ich angeführt ha-„be, fpäter in jedem Falle fich abfondert.“

„Zu der Zeit, als ich diefe Entdeckung mach-„te, hielt ich die Andronia für nichts Seltenes, „indem ich hoffte, fie beinahe aus jeder Pottafche „wieder zu erhalten; ich ging daher mit ihr nicht „fparfam um, und verfchwendete anfehnliche Men-„gen bei unbedeutenderen Verfuchen, und fo „viel ich auch davon hatte, ging fie doch endlich „ganz darauf. Ich hatte Urfache, diefe Ver-„fchwendung zu bereuen; denn als ich darauf von „Chemikern aufgefordert wurde, fie ihnen mitzu-„theilen, konnte ich fie aus keiner Pottafche wie-„der erlangen.“

„Ich habe unzählige Wege eingeschlagen, um „mit Andronia geschwängerte Pottasche wieder zu „erhalten; keiner war indess sicherer, als der, „Salpeter durch Kohle zu fixiren, wenn man da„bei folgende Vorsicht braucht: 1) nur so viel Sal„peter zu nehmen, dass ein kleiner Antheil *Kohle* „unverbrannt bleibt; 2) den so fixirten Salpeter „in 6 Theilen Wasser aufzulösen und die filtrirte „Auflösung im Dunkeln ein Jahr lang stehen zu „lassen, damit die Kieselerde, welche von dem „Tiegel herrührt, sich vollständig absetzen könne; „3) kohlensaures Gas durch die Auflösung so lange „durchströmen zu lassen, bis sie durch Nieder„schlag eines kleinen Antheils Andronia milchig „geworden ist; und hierbei muss ich bemerken, „dass, so wie die Trübung stärker wird, *das Gas* „Sauerstoff verliert und sich in Stickgas verwan„delt; 4) endlich die Auflösung während der käl„testen Zeit des Jahrs, durch Hülfe einer Mi„schung aus Eis und Salz, zur Hälfte frieren zu „lassen. Ich kann versichern, dass man bei ge„nauer Befolgung dieser Vorschrift Andronia er„halten werde, doch nur in geringer Menge, und „nicht rein."

„Die Andronia, welche ich Ihnen in vier Ge„fässen schicke, habe ich durch Figirung des Sal„peters mit Kohle bereitet."

„Das *erste*, mit einem einzigen Knoten in dem „Faden, enthält die Andronia hinlänglich von Pott„asche befreiet. Der freien Luft ausgesetzt, ver-

„schwindet diese Substanz, fast ohne einen Rück-„stand zu lassen; in einem kleinen doppelt mit „Blase überbundenen Gefäse trocknet sie aber „gänzlich aus, zu einer Masse, welche die chemi-„schen Eigenschaften des Diamantes hat. Wenn „man von einem Theile derselben das Wasser durch „Filtriren trennt, ihn dann in sehr reinem Vitriol-„öhl auflöset und dieses destillirt, so steigt die An-„dronia mit über, und es bleibt kein, oder nur „ein sehr geringer, im Wasser auflöslicher, Rück-„stand."

„In dem *zweiten* mit zwei Knoten bezeichne-„ten Gefäse findet sich Andronia von derselben „Art. Da sich bis jetzt nichts gezeigt hatte, dass „die reine Andronia in Wasser auflöslich sey, so „habe ich darüber Versuche mit der Portion ange-„stellt, welche dieses Gefäss enthält; diese haben „ausgewiesen, dass ein bedeutender Antheil dieser „Erde sich im destillirten Wasser auflöset, auch „wenn man alles Hydrogen durch Frieren vom „Wasser getrennt hat. Die Auflösung ist mil-„chig, und wird binnen zwei Wochen nicht hell; „in dem nicht-aufgelöseten Rückstande hatte sich „ein dickeres und specifisch schwereres Coagulum „als der Rückstand gebildet. Ich schwanke zwi-„schen drei Meinungen über dieses Coagulum: „entweder ist es der auf diese Art bereiteten An-„dronia fremd, und dann würde bloss der aufge-„lösete Antheil die reine Andronia seyn; diese „Meinung hat aber die wenigste Wahrscheinlich-

„keit, weil alle Andronia mit dem Vitriolöhl beim „Destilliren übersteigt. Oder die Andronia ist „ein zusammen gesetzter Körper, von dem ein „Theil im Wasser auflöslich ist, der andere nicht, „nachdem man ihn von der Pottasche getrennt hat; „und diese Meinung ist wahrscheinlicher als die „vorige, weil sich die Härte des Diamanten nur „daraus erklären läſst, daſs er eine Verbindung „von zwei verschiedenen Substanzen ist, die sich „mit vieler Kraft unter einander anziehen. Oder „endlich, das Coagulum rührt von einem Anfange „von Krystallisation her, der in dem Augenblicke „Statt hat, wenn die letzten Antheile Pottasche „der Andronia entzogen werden; und diese Mei„nung scheint mir bis jetzt die am mehresten er„wiesene zu seyn."

„Die in diesem Gefäſse enthaltene Andronia „läſst sich zur Erzeugung der Pottasche brauchen, „da sie vollständig von diesem Alkali befreiet ist. „Man nehme zu dem Ende zwei gleiche Portionen „Kalkwasser; die eine dünste man bis zur Trok„kenheit ab, um die Menge des darin enthaltenen „Kalkes zu bestimmen; zu der andern setze man „etwas von dieser Andronia zu, und schüttle die „Mengung geraume Zeit lang, bis sie, nach dem „Filtriren, mit Sauerkleesäure keinen Niederschlag „weiter giebt. Es bleibt dann keine Spur von Kalk„erde übrig, die sich ganz in Kieselerde und Pott„asche verwandelt. Der letztern fehlt jedoch, um „gehörig zu reagiren, die gemeinsame Belebung

„der Theile des Subſtrats; in der That nimmt in „dieſem Zuſtande, in der Hitze des kochenden „Waſſers, ein Theil der Pottaſche die Gasgeſtalt „an, ein anderer aber erhält von dem aufgelöſeten „Wärmeſtoffe das Baſicitäts-Princip, und fängt „erſt mit dieſem an, wie andere Pottaſche zu rea-„giren *). Zugleich entſteht ein kleiner Antheil „Soda, weil aller Kalkerde etwas *Thelyke* beige-„miſcht iſt, welche zwar mit ihr in den mehre-„ſten Eigenſchaften überein ſtimmt, unter andern „aber auch darin von ihr abweicht, daſs ſie mit „der Andronia nicht Pottaſche, ſondern Soda, er-„zeugt."

„Das *dritte* mit drei Knoten bezeichnete Ge-„fäſs enthält eine Auflöſung von Andronia des „zweiten Gefäſses. Sie läſst ſich zur Erzeugung der „Salzſäure oder der Salpeterſäure mit Hülfe des „oxydirenden Pols der Volta'ſchen Säule anwen-„den, je nach dem man als feuchten Körper zwi-„ſchen den Paaren Metallplatten, Kochſalz-, oder „Salpeter-haltendes Waſſer nimmt."

*) Die Berichtserſtatter haben neben ihrer Ueberſetzung zugleich das lateiniſche Original des Briefs abdrucken laſſen, entweder weil ſie zweifelten, einige Stellen deſſelben treffend zu überſetzen, oder weil ſie den ganzen Styl, als einen Abdruck des Geiſtes des Schreibenden, für merkwürdig hielten. Ich begnüge mich hier mit einer einzigen Stelle: *Poſteriori tamen pro debita reactione deerit communis partium ſubſtrati animatio: ſub hac potaſſae conditione pars ejus in gradu ebullientis aquae aſſumet formam gas, alia vero ex reſolutione calorico acquiret principum baſicitatis et cum eo primum reagere incipiet inſtar omnis alterius potaſſae.* **Gilbert.**

„Das *vierte* mit vier Knoten bezeichnete Ge-
„fäſs enthält das Waſſer, womit die Andronia des
„erſten Gefäſses ausgeſüſst worden iſt; es iſt nichts
„anders als eine Andronia-Auflöſung mit etwas
„Pottaſche verunreinigt. Sie wird, wenn ſie ruhig
„ſteht, völlig waſſerhell, iſt aber weniger ge-
„ſchickt, in Säure verwandelt zu werden."

Solcherlei Sachen enthält der Brief, welchen das Inſtitut von Herrn Winterl über die neue, von ihm Andronia genannte, Subſtanz erhalten hat. Man wird ſchon bemerkt haben, daſs die Eigenſchaften, welche er dieſem Principe beilegt, weder beſtimmt noch einzeln angegeben werden, und daſs ſie ſich ſelbſt in einiger Hinſicht *widerſprechen*, da es bald eine Säure, bald eine Art von Alkali ſeyn, und ſich bald in Kalk, bald in Pottaſche verwandeln ſoll.

Wenn man die Charaktere lieſet, die Herr Winterl anführt, ohne ſich an ſeiner Meinung von dieſer Subſtanz zu halten, ſo iſt man mehr geneigt, ſie für ein zuſammen geſetztes, als für ein einfaches Weſen zu nehmen. Einige der Eigenſchaften ſind indeſs den Körpern fremd, aus denen man ſie zuſammen geſetzt glauben könnte; und da es überdieſs ſehr rathſam iſt, in der Chemie nichts *a priori*, und ohne die Erfahrung oft und auf verſchiedene Art zu Rathe gezogen zu haben, zu läugnen, ſo gehen wir lieber ſogleich zu den

Resultaten der zerlegenden Versuche über, welche wir mit den Materien angestellt haben, die Herr Winterl dem Institute in den vier erwähnten Gefäsen überschickt hat. Wir wollen sie in einigem Detail mittheilen, und dann den Grund von der Erzeugung dieser Materien anzugeben, und die Eigenschaften derselben nachzuweisen suchen, welche Herrn Winterl in die Irre geführt haben können.

Untersuchung der so genannten Andronia in dem ersten Fläschchen.

Dieses Gefäss enthielt eine etwas opalisirende *Flüssigkeit*, und einen weissen gelatinösen *Bodensatz*, der an das Gefäss adhärirte. Die Flüssigkeit gab Lackmusstinktur, welche durch eine Säure geröthet worden war, ihre ursprüngliche Farbe wieder, und schmeckte leicht alkalinisch, wie verdünntes Kalkwasser. — Nachdem wir durch Schütteln den Bodensatz aufgerührt hatten, schütteten wir ihn mit der Flüssigkeit auf ein Filtrum; die hindurch filtrirte Flüssigkeit war hell und klar, und wurde von Sauerkleesäure nicht getrübt; ein Beweis, dass sie keinen Kalk enthielt. — Etwas von dieser trüben Flüssigkeit, das in sehr viel Wasser gegossen wurde, lösete sich darin nicht auf. Eben so wenig in Salzsäure. Nachdem diese einige Stunden lang damit erhitzt worden war, filtrirten wir, und dampften die Flüssigkeit, die hindurch gelaufen war, ab, um zu untersuchen, ob sie etwas aufgelöset habe. Mit

sauerkleesaurem Ammoniak gab sie einen ziemlich häufigen Niederschlag; eben so erfolgte mit kohlensaurem Ammoniak ein Niederschlag, und mit Ammoniak erzeugte sie einige Flocken. Die weisse Substanz, die sich in der Salzsäure nicht aufgelöset hatte, wurde gewaschen und getrocknet; sie lösete sich ohne Beihülfe der Wärme in kaustischer Kalilauge auf, und als schwache Salzsäure zugesetzt und dann die Auflösung abgedampft wurde, kam eine gallertartige Substanz, wie reine Kieselerde, zum Vorschein.

Nachdem wir diese vorläufigen Versuche angestellt hatten, filtrirten wir die ganze Flüssigkeit, welche sich in der ersten Flasche fand, und süssten die auf dem Filtro zurück bleibende weisse Materie mit kochendem Wasser aus. Die filtrirte *Flüssigkeit* wurde mit Salpetersäure gesättigt und abgedampft. Sie fing in der Wärme an, zu opalisiren, und liess auf den Wänden der Kapsel weisse Spuren zurück. Das Salz, das durch dieses Abdampfen erhalten wurde, schmeckte erfrischend und pikant, knisterte auf glühenden Kohlen, und wieder aufgelöset in Wasser, gab es mit sauerkleesaurem Ammoniak einen Niederschlag, der alle Eigenschaften von sauerkleesaurem Kalke hatte. Etwas weisses Pulver blieb zurück, das Kieselerde zu seyn schien. Dieses Salz war folglich eine Mengung von salpetersaurem Kali, salpetersaurem Kalke und ein wenig Kieselerde, und die *Flüssigkeit*, aus der diese Substanzen nach dem Zusatze von Salpetersäure

zum Vorschein gekommen waren, enthielt nothwendig *Kali*, *Kalk* und *Kieselerde*.

Der weisse *Bodensatz*, der bei dem Filtriren auf dem Filtro zurück geblieben und mit kochendem Wasser ausgesüsst worden war [Hrn. Winterl's feste *Andronia*], wog nach dem Austrocknen an der Luft 7 Gr. Er war milchweiss und durchsichtig. Durch Erhitzung bis zum Glühen verlor er an Gewicht 2,4 Grammes. Wir erhitzten den Rückstand mit dem dreifachen seines Gewichts an ätzendem Kali; die Masse kam sehr bald in sehr mässiger Hitze zum Fliessen. Nach dem Erkalten wurde sie in Wasser zerrührt und mit Salzsäure gesättigt; so gab sie durch Abdünsten einen weissen Gallert, der getrocknet, in Wasser gewaschen, und wieder getrocknet, 3,9 Grammes wog. Alle Versuche, die wir mit dieser Materie angestellt haben, liessen uns darin nichts anders entdecken, als sehr reine Kieselerde.

Die salzsaure Flüssigkeit, aus der sich diese Kieselerde abgeschieden hatte, gab mit Ammoniak einen leichten flockigen Niederschlag, der ebenfalls aus Kieselerde und aus etwas Eisenoxyd bestand. Nachdem die Flüssigkeit von diesem Niederschlage abfiltrirt war, wurde ihr sauerkleesaures Ammoniak zugesetzt, und es schied sich 0,1 Gramme sauerkleesaurer Kalk ab.

Also bestand der *Bodensatz*, der sich in dem ersten der von Herrn Winterl überschickten Gefässe befand, *aus einer grossen Men-*

ge Kieſelerde, *aus einer kleinen Menge Kalk*, *und aus ſehr wenig Eiſenoxyd.* Es iſt wahrſcheinlich, daſs darin auch etwas Alkali enthalten war, da ſich Kali in der Flüſſigkeit befand.

Unterſuchung der Andronia in dem zweiten Fläſchchen. Auch dieſes Gefäſs enthielt eine opaliſirende *Flüſſigkeit* und einen anſehnlichen *Bodenſatz*, der milchweiſs und etwas klebrig, wie weiſser Käſe, war. Wir ſchütteten alles auf ein Filtrum. Die Flüſſigkeit lief klar durch, wurde mit Salpeterſäure geſättigt, und dann bis zur Trockniſs abgedampft, um die wenige Kieſelerde, die ſie aufgelöſet enthielt, abzuſcheiden. Nachdem das Salz wieder aufgelöſet und filtrirt worden war, ſtellte ſauerkleeſaures Ammoniak daraus ſauerkleeſauren Kalk in beträchtlicher Menge dar. Die von Kieſelerde und Kalk befreiete Auflöſung dampften wir bis zur Trockenheit ab; und erhitzten das Salz, welches entſtand, in einem Platintiegel mit Schwefelſäure; wir erhielten wahres ſchwefelſaures Kali.

Der unauflösliche *Bodenſatz* wurde wie der aus der erſten Flaſche behandelt, und wir fanden darin wieder nichts als Kieſelerde, Kalk und ein wenig Eiſenoxyd.

Alſo ſind die Subſtanzen, welche im dem erſten und in dem zweiten der von Herrn Winterl überſchickten Fläſchchen enthalten waren, vollkommen von einerlei Natur.

Unterſuchung der Andronia in dem dritten und vierten Fläſchchen. Der Inhalt des *dritten*

Fläschchens war wieder eine Flüssigkeit, welche gerötheter Lackmusstinktur ihre Farbe wieder gab, und ein weisser Bodensatz. Beide, auf dieselbe Art, wie die vorigen, behandelt, zeigten wieder die nämlichen Bestandtheile: die Flüssigkeit Kali, Kalk und ein Atom Kieselerde; der Bodensatz viel Kieselerde, Kalk und ein Atom Eisenoxyd.

Völlig dieselbe Bewandtniss hatte es mit den in dem *vierten* Fläschchen enthaltenen Materien.

Verständige und Nüchterne, die dieses hören, werden erstaunen, wie Herr Winterl, der übrigens nicht ohne Hülfsmittel zu seyn scheint, hier eine neue Substanz hat finden können; denn nichts ist leichter zu erkennen, nichts leichter zu isoliren, als jede der Materien, aus denen die gemengten Körper bestehen, welche er dem Institute zugeschickt hat.

Von zwei Sachen wird man eine annehmen müssen; entweder ist Hr. Winterl mit den Charakteren der bekannten Körper wenig vertrauet, oder seine allzu rege Fantasie, von trügerischem Schein geblendet, bauet Systeme auf, die nicht auf der Erfahrung gegründet sind.

Es ist Herrn Winterl nicht unbekannt, dass wenn Salpeter durch Kohle in einem thönernen Tiegel zersetzt wird, man ein Alkali gewinnt, welches Kieselerde enthält; mit Unrecht glaubt er, dass ein langes Aussetzen an der Luft hinreiche, diese Kieselerde ganz wieder aus dem Alkali nie-

derzuschlagen. Unbegreiflich ist es, wie dieser Chemiker glauben konnte, die angebliche *Andronia* seines zweiten Fläschchens sey fähig, Kalk in Pottasche zu verwandeln. Ist es ihm unbekannt, dass Kalkwasser, einer Auflösung von Kieselerde in Kali zugesetzt, sich mit der Kieselerde *und* einem kleinen Antheile des Alkali zu einem unauflöslichen Körper verbindet? Guyton hat dieses vor langer Zeit bewiesen. Da nicht alles Alkali, welches die Kieselerde aufgelöset enthält, in diese neue Verbindung eingeht, so findet man einen Theil des Kali in der Flüssigkeit wieder, unvermischt mit Kieselerde und Kalk.

Ein Charakter, auf den sich Herr Winterl beruft, um diese Zusammensetzung als einen neuen Körper anzusehen, ist die Auflöslich*keit derselben* in Wasser. Jedermann weiss aber, dass Alkali, selbst in ziemlich kleiner Menge, die Kieselerde auflöslich macht; auch ist es nicht unbekannt, dass sehr fein zertheilte Kieselerde an sich selbst im Wasser ein wenig auflöslich ist. Noch viel mehr, als vom Wasser, muss Kieselerde, die an ein wenig Kali gebunden ist, von Säuren aufgelöset werden; auch diese Eigenschaft, welche Herr Winterl für einen specifischen Charakter der Andronia ausgiebt, kann also keineswegs das beweisen, was er behauptet.

Wenn man sieht, dass Herr Winterl sich hier so gröblich irrt, eine sehr bekannte Verbindung von Körpern für eine neue Substanz zu neh-

men, so kann es nicht in Verwunderung setzen, ihn behaupten zu hören, kohlensaures Gas verliere beim Durchströmen durch eine Auflösung seinen Sauerstoff, und verwandele sich in Stickgas; einen Beweis giebt er dafür nicht.

Die hier erzählten Versuche, und mehrere, die wir übergehen, zwingen uns, zu schliessen, dafs die Materie, welche Herr Winterl dem Institute als Andronia überschickt hat, nichts als Verbindungen von Kieselerde, Kali, Kalk und etwas Eisen sind, denen zuweilen etwas Thonerde, deren Ursprung man leicht begreift, beigemischt ist; und hiermit stimmen einige der Charaktere überein, die Herr Winterl selbst diesen Materien beilegt. Herr Winterl hat also nicht gründlich untersucht, und ist dadurch in einen Irrthum gerathen, der ihn zu einem Raisonnement veranlasst hat, welches ohne allen Grund ist.

Wie weit der Schwindel gehen kann, wenn man das Unglück hat, einer Chimäre sich hinzugeben, davon findet sich ein merkwürdiger Beweis in einer Abhandlung, welche in dem Journale des Herrn Gehlen zu finden ist. Herr Winterl spricht daselbst von seiner vorgeblichen Andronia, und erwähnt bei dieser Gelegenheit noch einer andern Erde, die er in den schweren Marmorarten entdeckt zu haben glaubt, und der er den Namen *Thelyke* giebt. Folgendes ist ein treuer Auszug *)

*) Statt dessen ich hier das Original aus dem Gehlen'schen Journal, B. 6. S. 17. hersetze. *Gilbert.*

des Theils des Auffatzes, der diese beiden Erden betrifft; das Uebrige soll eine Kritik der Hypothese seyn, welche das gegenwärtige Zeitalter der Naturwissenschaft zum Grunde legt.

„Ich habe zwei Erdarten entdeckt, welche vorzüg„lich geschickt sind, den Unterschied zwischen *Galva„nismus* und Elektricität recht anschaulich zu machen; „eine ist die *Andronie*, — —; eine zweite nenne ich „*Thelyke*; sie ist in allen schweren Marmorarten, und „vorzüglich in den Stalactiten anzutreffen. Löset man „den ganzen Stein in Salzsäure auf, schlägt daraus erst „die Thonerde und die Metalloxyde durch ätzendes „Ammoniak nieder, und giesst alsdann unter die Auf„lösung, unter beständigem Umrühren, eine kleine „Menge des neutralen kohlensauren Kali, so erhält „man ein Präcipitat, das mit Schwefelsäure eine Art „Gyps bildet, die, im Wasser aufgelöset und abgedün„stet, keine Spur jener haarförmigen biegsamen Kry„stalle giebt, welche dem wahren Gypse eigen sind, „sondern steife Prismen; diese enthalten Kalkerde und „Thelyke zur Grundlage. Setzt man die Krystallisa„tion ferner fort, so erhält man keine dergleichen Pris„men mehr, sondern einen losen Staub, welcher das „Sulfat der Thelyke ist.

„Auf die Andronie hat die Elektricität keine Wir„kung; aber wenn sie in einem unterbundenen Rinds„darme einer starken Säule ausgesetzt wird, so wird „sie an der Oxygenseite in eine Säure, an der Hydro„genseite aber theils in Ammonium, theils in eine Sub„stanz umgewandelt, die viel Aehnlichkeit mit faulen„den organischen Körpern hat. Jene Säure ist nicht „immer von derselben Art: hat man zur Benässung der „Pappen aufgelösetes Kochsalz angewendet; so ist sie „Salzsäure; hat man aber Salpeter angewendet, so ist

„sie Salpetersäure. Man sieht hieraus wieder sehr „deutlich, dass es für die Umwandlung der Andronie „in eine Säure oder Base nicht allein auf das blosse „Säure- oder Baseprincip, sondern noch auf eine ande„re geistige Substanz ankomme, welche die Elektrici„tät nicht hergeben könne, der Galvanismus aber er„theilt. Ihre Hauptfunction ist, eines jener Princi„pien mit dem Stoffe zu verbinden: ich habe sie daher „*Band* genannt. Ist dieses in der Grundlage schon „gleichzeitig enthalten, — — so säuert oder basirt sie „die Elektricität so gut, als der Galvanismus. Säuert „und basirt aber die Elektricität kein gemeines Wasser „(ausser nur dadurch, dass sie einem andern Körper „sein Band nimmt), und tritt dieser Fall auch noch „an der Andronie so sehr ein, dass an ihr der Ausflucht „der Präexistenz der beiden Produkte, welche die „Hylische Hypothese an dem Wasser annimmt, kein „Platz gegeben ist, so ist sehr offenbar, dass die Elek„tricität jene geistige Substanz, die ich Band nenne, „gar nicht enthalte. Leistet hingegen der Galvanismus „auf eine sehr gemächliche Art beides, so muss das „Band ein ordentlicher wesentlicher Bestandtheil der „galvanischen Ladung seyn. Ist endlich auch noch das „Produkt der Andronie an dem Oxygenpol der Säule „Salzsäure, wenn zur Benetzung der Pappen Kochsalz„auflösung, und Salpetersäure, wenn zur Benässung „derselben Salpeterauflösung angewendet wurde; so er„geben sich daraus für die Ansicht der wahren Beschaf„fenheit des Galvanismus, durch die er von der Elek„tricität abweicht, folgende wichtige Aufschlüsse:

„1) Er nimmt bei richtiger Anordnung der Säule aus „den innern Theilen derselben einen Theil alles Ban„des, welches er antrifft, und führt es den in den „Polen gelagerten Grundlagen zu. (Der Begriff vom „Bande bringt es mit sich, dass dieses auch einen Theil

„des Säure- und Baseprincips, die sich im Innern der „Säule befanden, mit sich fortreisse.) 2) Der geistigen „Substanzen, welche ich unter dem Namen *Band* be„greife, mag es eine grosse Anzahl und Verschieden„heit geben, denn nur sie allein begründen nach der „Uslalischen Hypothese allen charakteristischen Unter„schied der einfachen Mischungen (Natur-Individuen); „sie fliessen aber in zwei Hauptgattungen zusammen: „in Band für Acidität und Band für Basicität; erstere „führen nur das Säureprincip mit sich weg, letztere „nur das Baseprincip. 3) Mehrere Säuren können die „gleiche Grundlage enthalten, und sich nur in den Ban„den unterscheiden; dergleichen sind die Salz- und die „Salpetersäure, deren gemeinschaftliche Grundlage An„dronie und Wasser ist (die Kohlensäure und das Azot „haben eben dieselbe). Befindet sich nun eine derglei„chen Säure in dem Innern der Säule, und ihre un„gesäuerte Grundlage an dem Oxygenpol derselben, so „wird erstere durch Entziehung ihres Bandes zersetzt, „und letztere durch Zuführung dieses Bandes gesäuert. „Die Art der Säure, die dadurch in dem Oxygenpole „gebildet wird, wird durch das Band bestimmt, wel„ches der zersetzten Säure entführt worden ist. (Man „darf aber keine strenge Reinheit dieses Produkts for„dern, weil sich im Innern der Säule mehrere Vorrä„the der Bande befinden, welche gleichzeitig an die „Pole übergeführt werden.)"

„— — Die Säure der Nitrate wird auf der Hy„drogenseite der Säule in Ammoniak umgewandelt, „und die *Thelyke*, deren Bereitung ich oben angab, „wird, nachdem sie erst durch Brennen ihrer Kohlen„säure beraubt, und im Wasser aufgelöset worden (wo „sie noch als Base reagirt), auf der Oxygenseite in „Flussspathsäure umgewandelt, die bei Fortsetzung des „Versuchs sich oxygenirt, und den Draht, wenn er

Gold

„Gold ist, mit einer schönen Purpurfarbe auflöset. Ich „versetzte sie mit rauchender Schwefelsäure und mit „frisch niedergeschlagener Kieselerde: das Destillat gab „auf der Oberfläche des Wassers das Kieselhäutchen, „wurde mit einigen Tröpfchen Kali in der Digestion „getrübt, und gab mit ferner zugesetztem Kalkwasser „ein beträchtliches Präcipitat. War die Thelyke ganz „rein, so wurde sie ganz umgewandelt; enthielt sie „aber noch Kalkerde, so blieb diese im reinen Zustan„de übrig, was sich aus den biegsamen Haarkrystallen „ihres Sulfats unzweideutig veroffenbarte."

„Man kann in diesen Versuchen nicht verkennen, „dass der Galvanismus eine der vorhin da gewesenen „vollends entgegen gesetzte Anlage ertheilen kann, was „die Elektricität nie vermag. Diese Anlage für Säue„rung oder für Basirung, weil sie aus den innern Thei„len der Säule in ihre Enden übergetragen werden „konnte, sehe ich als eine eigne geistige Substanz an, „und nenne sie *Band*. Band ist also die Seele des Galva„nismus, mangelt aber der Elektricität gänzlich."

Fürwahr, man geräth in Verlegenheit, wenn man entscheiden soll, was ausserordentlicher ist, ob dieses Raisonnement über die Thelyke, oder die Folgerungen, welche aus den ersten Versuchen über die Andronie gezogen werden.

Die einen scheinen einen Mann anzudeuten, der nichts als Hypothesen vorbringt, und nicht einmahl die zuweilen blendende Kunst besitzt, sie gut genug mit einander zu verknüpfen, dass daraus ein System wird, welches einige Wahrscheinlichkeit hat. Die andern beweisen, dass es Herrn Winterl fehlt an der genauen Kenntniss der Un-

terscheidungs - Merkmahle der Körper, und an der den Chemikern so nöthigen Uebung im Erkennen der Substanzen, die sie bei ihren Analysen erhalten. Man hätte nicht erwarten sollen, im 19. Jahrhunderte eine Art, zu philosophiren und in den Wissenschaften zu schliessen, ausgeübt und anpriesen zu sehen, welche so vage, so schwankend, und so ganz der entgegen gesetzt ist, die man seit 30 Jahren in Europa allgemein als die wahre anerkannt hat.

Wir ziehen aus dieser Auseinandersetzung das Resultat, dass die vorgebliche Andronie als eine eigenthümliche Substanz nicht vorhanden ist; dass die Materien, welche Herr Winterl dem Institute als Andronie überschickt hat, nichts als Zusammensetzungen aus Kieselerde, Kalk, *Thonerde*, Kali, und Eisen sind; dass seine Theorie über die Andronie eine von jeder Art von Grund entblösste Hypothese ist; und dass seine Art, in den Wissenschaften zu verfahren und zu schliessen, mehr geeignet ist, die Chemiker rückwärts gehen zu machen, als Fortschritte zu begründen.

VII.

NEUE LEHREN
von
der Magnetnadel.

Ich habe dem Leser in diesen Annalen manche Untersuchung über die Magnetnadel mitgetheilt, über ihre Abweichung, Schwingung und Neigung, über deren jährliche und tägliche Veränderungen, und über die Gesetze des Erdmagnetismus, welche diesen wundervollen und schwer zu enträthselnden Erscheinungen zum Grunde zu liegen scheinen. Diejenigen unter ihnen, welche mir bezeugt haben, dass diese Aufsätze ein vorzügliches Interesse für sie gehabt haben, werden es mir daher Dank wissen, wenn ich sie mit einigen ganz neuen Lehren von der Magnetnadel bekannt mache, die ich in einem Werke finde, wo sie diese Lehren wahrscheinlich nicht gesucht hätten, da der Titel nichts davon erwarten läſst: *Allgemeine Nosologie und Therapie als Wissenschaft; Leitfaden für seine Vorlesungen, von* Joh. Spindler, *Professor an der Universität zu Würzburg. Frkf. am Mayn* 1810. 222 S. 8.

Verwundert wird der Leser fragen, was die Magnetnadel mit der Lehre von den Krankheiten und deren Heilung gemein hat. Dieses Räthsel zu lösen, dient der Anfang der Vorrede, den ich hierher setze: „Ich übergebe hier der denkenden Welt," sagt der Verfasser, „eine Schrift, die entweder als Ganzes leben, oder als Ganzes untergehen muss. Weder Compilation, noch Artefact, weder Schule noch System,

„will ich liefern. Es ist *Weltkörperforschung am Organismus, in Beziehung auf die gesunde oder kranke Natur an ihm.* — — Vorher ist noch nichts der Art geleistet „worden, und die allgemeinen physiologischen Ansichten „sind *selbst geschaffen*, weil noch kein Lehrbuch der „Physiologie vorhanden ist, in welchem der reine Geist „der Natur gesehen wird, sondern alle bis jetzt er„schienene sind matte Nachtretungen der Naturphiloso„phie. Die meisten Schriften, die im naturphilosophi„schen Style geschrieben sind, kennen nur die Form „und den Ausdruck der Naturphilosophie, aber nicht „den innern Process derselben, welcher über der sub„jectiven Grenze der Wissenschaftsform ist, und in dem „eigentlichen Sinne *die Weltkörperforschung am Organis„mus* wird. Der *kosmologische* Stand der Medizin ist „der *einzig wahre*, und in diesem nur will ich meine „Bahn laufen. — —"

„Ueber die bestimmte Fassung der Schrift *in mathematischer Haltung*," fährt der Verfasser fort, „will „ich nur kurz berühren, dass jene mathematischen „Formen nicht leere Formalitäten seyn, sondern der „wahrhafte Leib, in welchen sich die Substanz der Me„dizin einschafft, und in der That medizinischer Rea„lismus heisst. Wer es anders sieht, kennt das Ge„sammtleben der Dinge, unter den verschiedensten Ge„stalten, in einer untheilbaren Gestalt nicht." Den Leser, der nicht wissen wird, was er unter der *mathematischen Haltung* dieser Schrift verstehen soll, können darüber die beiden ersten Paragraphen des ersten Abschnitts belehren, der überschrieben ist: *Grundgesetze der allgemeinen Nosologie und Therapie unter dem Ausdrucke einer allgemeinen wissenschaftlichen Formel*: „§. 10. Folgendes Schema fasst den wissenschaftli„chen Charakter der Therapie in seinem allgemein„sten Ausdrucke unter der Formel: $^m\sqrt{A^n)^m} = A^n$.

„§. 11. Den gedrängten Geist der Formel entwickeln wir „dergestalt. Der Organismus, *als ungetrübte Form und* „*Reflex des Universums*, verhält sich, wie in der Natur „irgend eine Grösse, an welcher der Exponent die „Potenzirung der Grösse, nach dem Hervortreten der „ursprünglichen Dimensionen, $= A^n$ darstellt. So wie „nun der Tod absolute Negation des Lebens, oder ein „totales Aufheben des Organismus ist: so ist Krank- „heit ein partielles Aufheben desselben, welches sich „durch Depotenziren oder das Zurücktreten der ur- „sprünglichen Dimensionen am Organismus, d. h., „durch Wurzelausziehen, an der Grösse ausdruckt „$= \sqrt[m]{A^n} = A^{\frac{n}{m}}$. Was aber nun der Nosologe am „Organismus niederreisst durch Depotenziren, = Set- „zen differenter Formen am Organismus, das bauet „der Therapeute, durch Hervorrufen der qualitativ- „primitiven Dimensionen am Organismus, wieder auf. „Dieses geschieht durch Eleviren $=^{\lambda m}$ zur Potenz an „der Grösse $\sqrt[m]{A^n}$, wodurch die Potenz im Wurzel- „zeichen, das Wurzelzeichen in der Potenz, das Ar- „zeneimittel in der Krankheit, und die Krankheit im „Arzeneimittel sich aufhebt, und wechselsweise zernich- „tet, und der Organismus in seinem reinen ungetrüb- „ten Leben $= \sqrt[m]{A^{n \cdot m}} = A^{\frac{nm}{m}} = A^n$ als ursprüng- „lich hervor geht. Die Elevation zur organischen Po- „tenz durch das Arzeneimittel, wird synthesirt mit n, „als dem Exponenten der ursprünglichen Dimensionen, „und daraus erst wird n in Stand gesetzt, kraft dieser „Consynthesis ($= nm$) die Desynthesis ($\frac{n}{m}$) aufzuheben, „d. h., $\sqrt[m]{A^n} = A^{\frac{n}{m}}$ als Desynthesis wird durch die „Consynthesis $= \sqrt[m]{A^{nm}} = A^n$ zernichtet, damit die „primitive ursprüngliche Synthesis $= A^n$ in den Dimen-

„sionen des Organismus angeschauet, indifferent und „qualitativ ungetrübt, wieder hervor trete."

Die folgenden Lehren von der Magnetnadel, die man hier wörtlich abgedruckt findet, gehören zum zweiten Abschnitte dieses Lehrbuchs, der überschrieben ist: *Die Aussennatur und äusseren Einflüsse im Verhalten zum Organischen*, und gehen von §. 56 bis §. 67. Einige der merkwürdigsten Stellen habe ich durch Anführungs-Zeichen hier ausgehoben.

---

§. 56. Nothwendig ist es für einen wissenschaftlichen Arzt, die Erscheinungen der Magnetnadel zu erkennen, wie man die Barometerphänomene kennen muss, um die Witterungsverhältnisse, und deren Unterschied, in Beziehung auf Krankheit, auszumitteln. Wer den *Zusammenhang* der allgemeinen Krankheitsursachen, mit Krankheit, wie sie am Organismus als Produkt erscheint, durchschauen und forschen will, findet oft unmögliche Hindernisse in seiner Apperception, wenn nicht ein Objectives voraus geht, oder begleitendes ist, an dem man die grossen und geheimen Thaten der Natur absehen und verstehen lernen könnte. Diess ist der Fall mit der Magnetnadel.

§. 57. Ihre Stufe ist bezeichnet durch ein Gesetz, nach welchem das Wiederentstehen und Wiederaufheben des Gegensatzes, in jedem Momente, selbst noch Object der Wahrnehmung ist.

Ihr Wesen und Koinzidenz mit allgemeiner Krankheitsursache, ist dergestalt:

§. 58. Das Insichseyn unseres Weltkörpers, oder die Einbildung des Allgemeinen in das Besondere, druckt sich am deutlichsten durch die nördliche Polarität an ihm aus. Wo in einer activen polaren Linie das Uebergewicht der einen Potenz über die andere, z. B. am Pole *A*, hervor tritt, desto näher an diesem Pole wird die Indifferenz, als Synthesis der polaren Linie, liegen. Das Princip der absoluten Cohäsion ist nach jeder Weise der Betrachtung nirgends, als in der nördlichen Welt, mit primärem Ueberwiegen aufzufinden. Hier muſs auch der principale Centralpunkt, oder erste Fokus der Erde, zu suchen seyn. Die vorherrschende Produktion des Eisens, im Norden der Erde, ist der evidente Beweis, wo der zentrische Punkt der Achseneinbildung unseres Planeten nothwendig gedacht werden müsse.

§. 59. *Die Magnetnadel verhält sich zum zentrisch-einbildenden Erdpunkte, wie das Fallen der Körper gegen den Schwerpunkt der Erde.*

„Die Körper fallen gegen den Erdmittelpunkt, „weil sie den absoluten Grund ihres Seyns nicht in „sich haben, sondern in der unendlichen Substanz „alles Seyns überhaupt, und daher das Streben äu„ſsern, in vollkommene Identität mit ihr zu gelan„gen" (Bewegung zum absolut Einem im Falle). Die Magnetnadel muſs im steten Falle gegen den Indifferenzpunkt der absoluten Cohäsion begriffen seyn, „denn die Magnetnadel ist nichts für sich als Be„sonderes, sie ist nur Attribut, und objectiv ge-

„wordenes Nachbild vom Urbilde jenes Princips;" ihr Streben ist also zu jenem identischen Subjecte, von welchem sie nur Attribut ist, um in ihm, als dem absoluten Grunde, durch welchen sie selbst affirmirt ist, zu seyn, weil an ihr nicht möglich gemacht ist, als Besonderes, zugleich auch absolut Allgemeines, ihrer Natur nach, zu seyn. Die Indifferenz der Magnetnadel, gegen das identische Subject, wird in jedem Momente aufgehoben, und in jedem Momente wieder hergestellt. Das allgemeine Wiederherstellen der Dualität, und das Wiederaufheben in jedem Momente, kann nur durch ein Drittes, jene Indifferenz störendes, hervor gebracht werden, und aus diesem Satze allein können nur die Abweichungen der Magnetnadel von dem, in welchem sie, dem Wesen nach, oder *in* der Identität ist, reconstruirt werden.

§. 60. *Die Erscheinungen der Magnetnadel sind durchaus entgegen gesetzt diesen der Ebbe und Fluth.* Setzt man eine Magnetnadel der Richtung nach in der Ostwestpolarität, oder den Aequator, so wird im Augenblicke diese Richtung in die gerade entgegen gesetzte Nordsüdpolarität übergewandelt. „Das Wesen der Magnetnadel ist alle „Tangentialität, mithin auch alle Sonnenpolarität, „die auf unseren Weltkörper gesetzt wird, zu flie- „hen." Allein die Meere haben, im Allgemeinen, eine beständige Bewegung von Ost nach West; „die „Mondsonnenpolarität, welche die centripetale „Tendenz der irdischen Materie, und ihre Gravi-

„tation gegen den allgemeinen Indifferenzpunkt, „aufhebt, dadurch aber die Erdmaterie nach der „Tangente bestimmt," gehört zu den letzten Gründen der Erscheinung von Ebbe und Fluth. So viel nun die Erde, oder Magnetnadel, in jedem Momente von dem Charakter der Ebbe und Fluth, oder dem Aequatorialverhältnisse, in sich aufnimmt, um so viel wird die Magnetnadel durch die Ostwestpolarität bestimmt, weicht von Norden ab, und wird in ihrem Wesen differenzirt.

§. 61. Wäre das Princip aller Cohärenz, an jedem Punkte des Raumes, durchaus dasselbe und identisch, so wäre keine qualitative Differenz der Räumlichkeit an unserem Weltkörper aufzuzeigen; denn es wäre kein Grund vorhanden, warum die Stetigkeit ihrer Aeusserungen differenzirt werden sollte; allein, da ein räumlicher Punkt mehr der Aequatorialdimension oder weniger entspricht, als der andere in derselben astronomischen Breite, mithin die active Cohäsion von der relativen mehr oder weniger überwunden wird, wie der Beweis evident geführt werden kann, schon aus den Oscillationen des Pendels; so ist der Grund der Möglichkeit gesetzt, dass die Magnetnadel von der astronomischen Mittagslinie in ihrem Stande abweiche, und dass die Abweichung selbst, nach Verschiedenheit der Zeit und des Ortes, verschieden sey. Dass die Jahrszeiten verschiedenen Einfluss haben, ist grössten Theils schon aus dem, von Jahreszeiten hinlänglich Gesagten, klar: „denn sie

„selbst sind die Produkte der absoluten und relativen „Cohäsion des Weltkörpers, in Beziehung auf die „Nothwendigkeit der Quadruplicität in der Erdbe„wegung um das Sonnencentrum" (absoluter und relativer Bewegungsgegensatz der Erdbahn).

§. 62. In Europa ist die Abweichung der Magnetnadel in ihrem Stande westlich von der Mittagslinie. Der Grund dieses Phänomens ist wohl kein anderer, als dass das Princip aller Cohäsion, in Ost, der Dimension des Weltdiameters unterworfen, mithin selbst der magnetische Process dem elektrischen nicht vorherrschend sey; im West aber das relativ umgekehrte Verhältniss von Ost erkannt werden müsse; nämlich in West überwiegt das reale Princip, wie im Ost das ideale, oder die Expansion; die Magnetnadnl also, welche überall das reale Princip oder die Schwere sucht, kehrt gerade zum Umgekehrten vom östlichen Principe; „nun liegt aber Europa zwischen der östlichen und „westlichen Halbkugel;" demnach muss nothwendig die Magnetnadel immer die Tendenz haben, in dem zu seyn, wodurch sie in ihr Wesen reconstruirt werden kann, d. h., sie weicht in Europa westlich von der Mittagslinie ab (kraft des nothwendigen Verhältnisses der Qualitätindifferenz der Räumlichkeit, oder der Cohäsion der nördlichen Halbwelt, in den drei relativen Indifferenzpunkten: Asien, Europa, Amerika, zum absoluten Pol — Nord —): als dem absoluten Indifferenzpunkte dieser drei, und der Magnetnadel selbst.

§. 63. Nebst dem hat diese Abweichung, an einem und eben demselben Orte, wieder verschiedene Phasen. Cassini, dem wir die genauesten und besten Beobachtungen hierüber in den frühesten Zeiten verdanken, bemerkt, in Hinsicht auf die tägliche Abweichung, folgende constante Oscillation der Magnetnadel: die gröfste Abweichung von Norden nach Westen findet gegen 2 Uhr Nachmittags Statt, und die gröfste Annäherung derselben gegen Norden um 8 Uhr des Morgens, so, dafs sie von dieser letzten Stunde an, gegen 2 Uhr Nachmittags, bis gegen den nächsten Morgen, sich mehr zu nähern strebt.

§. 64. Im Allgemeinen genommen, wenn in Europa 8 Uhr Morgens ist, so setzt gerade gleichzeitig die Sonnenpolarität ihr Maximum in Ost, oder die Sonne nähert sich dort der Mittagslinie. „Die Sonne fängt nun in Ost besonders an, ihre „Forderungen an jenen Theil der Welt zu machen, „die active Cohäsion zu zernichten, und die relative „dafür hervor zu rufen;" nun aber ist das Wesen der Magnetnadel, im Indifferenzpunkte der absoluten Cohäsion zu seyn (aus obigem); sie flieht also den jetzt sonnenpolaren Ort, und sucht dafür den nördlichen Indifferenzpunkt in der Nacht des West, hier nämlich, wo die Sonne noch am wenigsten ihrem Principe (das die Magnetnadel immer sucht) feindlich seyn kann. Gegen 12 bis 2 Uhr, in Europa, wird dasselbe Maximum von Solarität, überhaupt bei uns, mit Uebergewicht des relativ-cohä-

siven oder elektrischen Moments gesetzt, als am europäischen Morgen am Ost, und selbst der West wird im Morgen der Sonne geregt; dagegen aber verschwindet wieder die am Ost gemachte Forderung der Sonne im elektrischen Momente, so wie jetzt in Europa und in West ihr Maximum gesetzt wird. Die Magnetnadel also strebt, vom Mittage bis gegen den nächsten Morgen, dem Norden sich zu nähern.

§. 65. Zu den differentesten jährlichen Abweichungen gegen Westen gehört die Frühlings-Nachtgleiche, und ihre gröfste jährliche Annäherung gegen Norden ist um die Herbst-Nachtgleiche.

§. 66. „Stellt man sich unter der Mittagslinie „gleichsam das Perpendiculum vor, und denkt man „sich die Magnetnadel, der Regel nach, *als congruirenden* Strahl mit der Achse, oder dem Per„pendiculum," so ist die gröfste Abweichung gegen West um die Frühlings-Nachtgleiche = dem Maximum der Brechung des Strahls als Distanz vom Perpendikel, und auf gleiche Weise ist die gröfste Annäherung gegen Norden = dem Minimum der Brechung des Strahls, als Distanz vom Perpendikel, und dem Maximum des Einfalls zum Perpendikel. Im erstern geht die nördliche Halbwelt von der activen (der magnetischen) in die relative, und im letztern Falle von der relativen (Sonnenpolaren) in die active Cohäsion über; aber wir wissen, dafs je cohärenter die Materie ist, in die der Strahl eingeht, desto mehr wird der Strahl zum Perpendikel

gebrochen, d. h., ein desto näheres Verhältniss in die Axe, oder die kubische Dimension der Materie, erlangt der Strahl; nun aber geht die nördliche Halbwelt, zur Zeit der Frühlings-Nachtgleiche, von der activen in die relative Cohäsionsthätigkeit (vom Winter in Sommer) über; der magnetische Strahl (Magnetnadel) wird daher den Kampf begehen, die Distanz vom Perpendikel, oder der Mittagslinie, zu erreichen.

§. 67. Um die Herbst-Nachtgleiche treten die entgegen gesetzten Thätigkeitsformen hervor; die Erscheinungen müssen also auch denen um die Frühlings-Nachtgleiche entgegen gesetzt seyn, und sie aufheben, daher zur Herbst-Nachtgleiche die Magnetnadel in den Indifferenzpunkt zurück strebt, und Nord sucht. — Vor vulkanischen Ausbrüchen und Erdbeben gehen manchmahl ausserordentliche Bewegungen der Magnetnadel vorher. — Die Magnetnadel wird oft vor und nach Erscheinung eines Nordlichts in Bewegung gesetzt; ihre Abweichung ist dann um Mittagszeit grösser, als gewöhnlich. Allein diess ist schon grössten Theils bekannt aus dem, was oben gesagt wurde, „von „dem Kampfe und Siege des Weltdiameters über die „Axeneinbildung," und dem temporellen Uebergewichte des elektrischen über den magnetischen Process in der Natur.

Immerhin erstaune der Physiker über diese Aufschlüsse, welche über die verborgensten Gegenstände der Physik, aus einer Nosologie und Therapie hervor

gehen. Der wunderbaren medizinischen Lehren giebt es hier nicht weniger, und es fehlt auf keiner Seite an Veranlassung, das Licht zu bewundern, das sich hier über die Natur ergiesst, und die Dunkelheit zur Finsterniss macht. Auch ist das Beginnen des Verfassers, laut des Schlusses der Vorrede, kein kleines: „Der Geist der Medizin soll durchaus ein neuer werden, die hinfälligen Formen, in die das Volk der „Mediziner eingerostet ist, sollen zerbrochen, und im „Gegentheile auch der wissenschaftliche Schatten, nach „welchem so viele Neulinge greifen, soll zerstreuet werden; dafür aber stelle sich die eigentliche Medizin, als „das Wahre, Gute und Schöne, in allgemeiner Weltform dar." Eine Seite hat indess dieses Beginnen, welche der redliche Forscher der Wahrheit nicht ohne Schmerz ins Auge fassen kann: Den Versuch einer solchen Darstellung, von dem es zweifelhaft seyn dürfte, was für den Urheber desselben ehrenvoller sey anzunehmen, dass Fröhnung der Mode, oder dass Ueberzeugung ihn hervor gebracht habe; — diesen Versuch erhalten wir nicht etwa in einer esoterischen Schrift, die bloss den Meistern in der Kunst und sachverständigen Lesern zur Prüfung vorgelegt würde, sondern in einem *Lehrbuche*, wonach sich die Jugend mit den ersten Gründen der Nosologie und Therapie bekannt machen soll, und welches, statt wohl bewährte und gediegene Lehren zu enthalten, dem jungen Gelehrten ein Gaukeln in halsbrecherischen Luftsprüngen als das Ziel und den Inhalt der Wissenschaften aufstellt. Beklagenswerthe Missgriffe dieser Art sind in der neuesten Zeit nur allzu häufig in Deutschland geschehen; mögen sie dem Vaterlande in den edelsten seiner Sprösslinge nicht tiefere Wunden schlagen, als jedes andere Missgeschick, das unsere Nation betroffen hat.

Gilbert.

VIII.

Ein verbesserter Wegemesser für Kutschen, und Ryan's *Patent-Berg-Bohrer;*

von

Edgworth, Esq., zu Edgworthstown in Irland.

Der Wegemesser für Kutschen, den man in Fig. 2. Taf. IV. abgebildet sieht, ist einfacher als alle übrigen, welche mir bekannt sind, kommt nicht so leicht wie sie in Unordnung, und läſst sich an das Mittelfeld der hintern Achsen einer Postchaise oder anderer Wagen ohne Schwierigkeit anbringen.

Um die Nabe eines der Hinterräder des Reisewagens, den man mit diesem Wegemesser versehen will, läſst man einen $\frac{3}{4}$ Zoll breiten und $\frac{1}{8}$ Zoll dicken Streifen Eisen anderthalb Mahl so herum winden, und durch Schrauben befestigen, daſs er um sie eine Schraube ohne Ende von anderthalb Gängen bildet. Diese Schraubengänge greifen in die Zähne des Rades *A*, das aus Messing besteht, ein. An der Achse desselben befindet sich eine zweite Schraube ohne Ende, *B*. Sie bewegt das messingene Rad *C*, welches zugleich als Zifferblatt dient, indem es in ganze, halbe, Viertel und Achtel engl. Meilen eingetheilt ist. Die Theilstriche für Meilen sind beinahe $\frac{1}{4}$ Zoll lang, und von fern her leicht zu

erkennen. Der Zeiger *D* steht so, daſs er aus der Kutsche ohne Mühe zu sehen ist.

Die beiden Räder aus Messing sind mittelst der eisernen Arme *EE* an einen 8 Zoll langen, 5 Zoll breiten, und 2 Zoll dicken hölzernen Block *F* befestigt, der mit zwei starken Holzschrauben mit viereckigen Köpfen an das Mittelfeld anzuschrauben ist. Läſst es der Wagen zu, so befestigt man diesen Block schief auf das Mittelfeld, so daſs die eingetheilte Scheibe, um besser von dem Wagen aus gesehen zu werden, etwas schief aufwärts steigt.

Löset man den Sperrkeil *I*, der zwischen den Zähnen des Sperrrads *H* liegt, welches an der Achse des Rades *A* sitzt, so läſst sich die Achse ohne das Rad *A* drehen; dieses geschieht *mit einem* Schlüssel oder einer Kurbel, welche auf das viereckige Ende *K* der Achse aufgeschoben wird, und dient, das eingetheilte Rad beim Ausfahren auf den Nullpunkt zu stellen. Die lange, auf dem Blocke aufgeschraubte Feder *L*, welche auf das Rad *A* drückt, schützt dieses für zu starke Erschütterungen während des Fahrens. In derselben Absicht ist unter dem mittelsten Theile der eingetheilten Scheibe eine kleine dreieckige Springfeder angebracht.

Hat das Wagenrad genau 5 Fuſs 3 Zoll im Durchmesser, so muſs das messingene Rad, in welches der Schraubengang an jenem eingreift, 20 Zähne, und das Rad, welches als Zifferblatt

dient,

dient, 80 Zähne erhalten; dieses mifst dann gerade 5 englische Meilen *). Ist das Wagenrad gröfser oder kleiner, so messe man auf ebenem Wege eine englische Meile ab; die Menge von Umdrehungen, welche das Rad auf diesem Wege macht, läfst sich leicht zählen, wenn man eine Rölle feinen Bindfaden an eine der Speichen bindet, und den Faden um die Nabe des fortrollenden Wagens sich aufwickeln läfst. Indem man ihn wieder abwickelt, kann man die Menge von Umdrehungen, die das Rad auf eine Viertel- oder halbe englische Meile gemacht hat, zählen **).

Bringt man an der Achse der Scheibe *C* ein Getriebe an, und unter demselben ein drittes, ebenfalls eingetheiltes und mit einem Zeiger versehenes Rad von 80 Zähnen, so kann dieser Wegemesser bis auf 400 englische Meilen fortzählen.

Ryan's *Patent-Berg-Bohrer.*

Ich benutze diese Gelegenheit, einen Versuch bekannt zu machen, den ich mit diesem Berg-Bohrer angestellt habe. Er wirkt wie der *Trepan* der Chirurgen, und schneidet ein kreisrundes Loch ein, in dessen Mitte ein Kern bleibt, der von Zeit

*) Dieses dreht sich nämlich ein Mahl herum, wenn der Wagen einen Weg von $3{,}14159 \cdot (5' + 3'') \cdot 20 \cdot 80 = 26389$ engl. Fufs zurück gelegt hat; die engl. Meile ist aber 5280 engl. Fufs lang. *Gilbert.*

**) Fast sollte man glauben, der Verfasser wisse nicht, aus dem leicht zu messenden Durchmesser des Rades das, was man in diesem Falle sucht, zu berechnen. *Gilbert.*

zu Zeit mittelſt eines Paars ſich ſelbſt ſchlieſsender Zungen (*ſelf cloſing tongs*) heraus gezogen wird.

Es ſcheint mir, als habe dieſe Maſchine den Beifall nicht gefunden, den ſie verdient, weil der Urheber derſelben ſeine Erfindung nicht recht geltend zu machen weiſs. Ich lud ihn daher ein, mit ihr in meinem Landſitze einen Verſuch zu machen, damit ich das Reſultat deſſelben in das Publikum bringen könnte.

Zwei Arbeiter, die von Zeit zu Zeit abgelöſet wurden, bohrten durch einen Block harten Kalkſtein ein cylindriſches Loch von 5¼ Zoll Durchmeſſer hindurch; es blieb ein etwas kleinerer Kern, von 4½ Zoll Durchmeſſer und 6¼ Zoll Höhe, den ich aufhebe. Er iſt ſo genau cylindriſch und ſo glatt, als wäre er auf der Drehbank gemacht worden, und auf der untern Seite, wo er von dem Blocke abgebrochen worden, ſieht man eine reine und deutliche Bruchfläche.

Mittelſt dieſer Vorrichtung laſſen ſich über anzulegende Bergwerke ohne groſse Koſten ziemlich genaue Ueberlegungen vorläufig machen, da der Bohrer die Probeſtücke ganz und unvermengt herauf bringt, und man kann ſchon voraus die Natur, die Härte, die Bruchart und andere Eigenſchaften der Lager in jeder Tiefe kennen lernen. — —

IX.

PREISFRAGE

der mathematischen Klasse der königl. Akademie der Wissenschaften zu Berlin, auf das J. 1811,

aufgegeben in der öffentlichen Sitzung am 3. August 1809.

In allen Theilen der Naturlehre, wo Mathematik anwendbar ist, liefert die Vervielfältigung der Versuche Reihen von Zahlen, denen ein Gesetz zum Grunde liegen muss, weil sie von regelmässig wirkenden Kräften abhängig sind. Das wahre Gesetz einer solchen Reihe in seiner einfachen Gestalt zu entdecken, ist das letzte Ziel der Versuche selbst. Es ist indessen begreiflicher Weise unmöglich, irgend einen directen Weg zu diesem Ziele zu finden. Man muss sich daher in den mehresten Fällen mit einer analytischen Formel begnügen, die zwar selten das wahre Gesetz der Reihe ausdruckt, aber doch die Beobachtungen, innerhalb gewissen Grenzen, mit einer starken Annäherung darstellt.

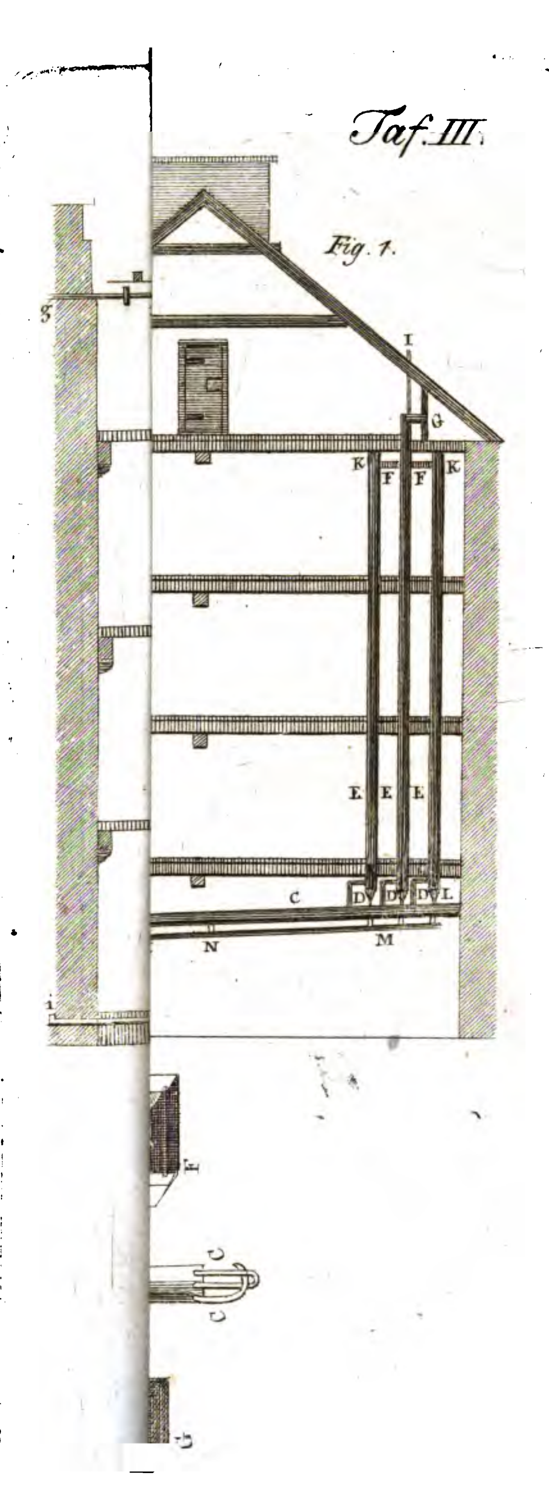
Solcher Formeln lassen sich in jedem Falle mehrere finden, indem jede Interpolations-Methode dazu dienen kann. Die bekanntesten sind diejenigen, wo die Reihe $y = a + bx + cx^2$ *etc.* oder ähnliche zum Grunde liegen. Aber einzelne Analysten haben in besondern Fällen noch andere Methoden angewendet; zum Beispiel Lambert, bei Bestimmung einer Gleichung für die Sterblichkeits-Linie. Da der erleichterte Gebrauch und die Vervielfältigung solcher Methoden, die Auffindung der wahren Naturgesetze erleichtern kann, so legt die mathematische Klasse den Gelehrten folgende Aufgaben vor:

1) *In einem systematischen Zusammenhange die bis jetzt bekannten Methoden kurz und deutlich zu entwikkeln, durch welche eine Folge von Grössen, deren Gesetz nicht bekannt ist, in einem analytischen Ausdrucke, annähernd dargestellt werden kann.* 2) *Diese Methoden, wo möglich, mit neuen noch vortheilhafteren zu vermehren.*

Der Preis ist eine goldene Medaille, 50 Dukaten an Werth, oder dieses Geld selbst. Die Abhandlungen müssen, leserlich geschrieben, dem Secretair der Akademie postfrei zugeschickt werden; die Verfasser erhalten sie nicht zurück, sondern man legt sie in dem Archive der Akademie nieder. Nur bis zum 1. Mai 1811 werden Abhandlungen zur Concurrenz zugelassen.

Die Preisfrage der *physikalischen* Klasse für das Jahr 1811 ist schon vor zwei Jahren bekannt gemacht worden, und auf die beste Beantwortung derselben steht ein doppelter Preis. Sie betrifft *die Einwirkung der Elektricität und anderer rein-chemischen Verhältnisse auf die Intensität und die Modificationen der magnetischen Kraft.* Ausführlich findet man sie in diesen Annalen, B. 28. S. 373.

Bis zum 1. Mai 1810 ist noch der Einsendungstermin für die Abhandlungen offen, welche sich um den *diessjährigen mathematischen* Preis bewerben sollen, welcher auf eine *vollständige Theorie des Stosshebers* gesetzt ist. (Ann. B. 30. S. 224).


Fig. 1.
g
I
G
K
F
F
K
E
E
E
C
D
D
D
L
N
M
i